

I. *Ueber die Sonnenwärme, das Strahlungs- und Absorptionsvermögen der atmosphärischen Luft und die Temperatur des Weltraums;*

*von Hrn. Pouillet.*

(Schluß von S. 57.)

XVII. **K**ehren wir jetzt zu den Gleichgewichtsbedingungen der diathermanen Hüllen zurück, um die Ursachen zu untersuchen, welche auf ihr doppeltes Absorptionsvermögen von Einfluß seyn können; so bemerken wir, daß die specifische Wärme der Substanz dieser Hüllen keine Aenderung erleiden kann, ohne daß nicht auch die Absorptionskräfte sich in gewissem Verhältniß ändern. In der That, wenn man die Kugel, statt mit einer gegebenen Hülle, mit einer anderen Hülle, von gleicher Masse und gleicher Substanz, aber verschiedener specifischer Wärme, umgiebt, so ist es ungemein wahrscheinlich, daß die Effecte anders seyn werden, daß diese Hüllen nicht dieselben Temperaturen annehmen, daß sie nicht dieselben Anhäufungen von Wärme auf der Kugel veranlassen, selbst wenn man annimmt, daß die relativen Werthe der beiden Absorptionskräfte bei beiden dieselben bleiben.

Diese einfache Bemerkung, im Verein mit einigen anderen Betrachtungen, die hier nicht entwickelt werden können, haben mich zu der Annahme geführt, daß die Absorptionskräfte einer und derselben elastischen Flüssigkeit, betrachtet als diathermane Substanz, proportional sind der Masse und der Wärmecapacität derselben. Theilt man die Atmosphäre z. B. in 100 concentrische Schichten von gleicher Masse, so werden die Absorptionskräfte

irgend zweier einzelnen Schichten proportional seyn den specifischen Wärmen dieser beiden Schichten. Nahe an der Oberfläche der Erde, wo der Druck grofs und die Wärmecapacität klein ist, wird folglich der Antheil der absorbirten Wärme geringer seyn als nahe an der oberen Gränze der Atmosphäre, wo der Druck gering und die Capacität bedeutend ist. Man sieht, dafs zugleich die untere Schicht eine weit kleinere Dicke hat als die obere. Diese Betrachtung modificirt, wie wir angedeutet haben, die zu den Gipfeln hoher Berge gelangende Mengen von Sonnenwärme, und führt diese Mengen auf einen allgemeinen Ausdruck zurück, in welchen man noch die barometrischen Drucke und die entsprechenden specifischen Wärmen zu substituiren hat. So kann die Absorption, welche wir gefunden und durch Versuche bestätigt haben, auf verschiedene Höhen ausgedehnt werden, zu welchen man sich unmöglich erheben kann, um ähnliche Versuche anzustellen, wie wir in Paris gemacht.

Das nämliche Princip, und die zuvor von uns entwickelten, führen endlich auch zu einem einfachen Ausdruck für die gesammte Menge strahlender Wärme, welche in einer gegebenen Zeit von der Flächeneinheit irgend einer atmosphärischen Schicht ausgesandt wird. In der That hängt diese Wärmemenge nur ab von der eigenen Temperatur  $t$  dieser Schicht, von deren Wärmecapacität  $c$ , von deren Masse  $m$ , von der Zahl  $B=1,146$ , welche die Constante der Strahlung ist, und endlich von einer unbekannten Constanten  $k$ , welche von der Natur der elastischen Flüssigkeit abhängt. Ihr Werth ist also:

$$Bkmca^t.$$

Für eine andere Schicht von gleicher Masse, aber in gröfserer Höhe liegend, deren Temperatur  $=t'$  und deren Wärmecapacität  $=c'$  wird die in derselben Zeit verlorene Gesammtmenge von Wärme seyn:

$$Bkmc'a^v.$$

Diefs gesetzt, betrachten wir den Zustand der At-

mosphäre unter dem Aequator, dabei annehmend, daß der Himmel lange unbewölkt gewesen sey, und sich in der ganzen Höhe der atmosphärischen Säule Temperatur-Gleichgewicht eingestellt habe; da dann die mittlere Temperatur eines jeden Tages am Boden sowohl wie in jeder Luftschicht in beliebiger Höhe constant ist, so müssen der Boden und die verschiedenen Schichten der Atmosphäre an jedem Tage alle empfangene Wärme verlieren. Die Wärmemenge, welche z. B. eine der unteren Schichten empfängt, hängt nun ab von dem ihr eigenen Absorptionsvermögen und von der auf sie einfallenden Wärme, theils von unten her abseiten der Erde, theils von oben her abseiten der Sonne und des Weltraums. Dasselbe gilt für eine der oberen Schichten, nur wird diese offenbar von der Sonne und dem Weltraum mehr einfallende Wärme bekommen als die untere Schicht, weil diese Wärme in dem Maasse schwächer wird, als sie in tiefer liegende Schichten eindringt; auch ist ersichtlich, daß die untere Schicht ihrerseits dafür weit mehr Erdwärme empfängt als die obere Schicht, weil die Erdwärme aus demselben Grunde in dem Maasse schwächer wird als sie in höher liegenden Schichten eindringt. Das Verhältniß dieser von irgend zwei Schichten empfangenen, oder vielmehr empfangenen und verlorenen, Quantitäten kann näherungsweise berechnet werden, und man findet, daß es sich nicht sehr von der Einheit entfernen kann, so lange man wenigstens nicht zu Schichten, die den Grenzen der Atmosphäre sehr nahe sind, übergeht. Nimmt man das Verhältniß als Eins an, so bedeutet dieß, daß zwei Luftschichten, eine obere und eine untere, in sehr kleiner oder sehr großer Entfernung von einander, jeden Tag gleiche Wärmemengen absorbiren; weil aber beide Alles verlieren, was sie empfangen, so ist einleuchtend, daß sie in derselben Zeit auch gleiche Wärmemengen verlieren. Mithin muß man haben:

$$B k m c a' = B k m c' a'',$$

woraus:

$$t - t' = \frac{1}{l \cdot a} \cdot l \cdot \frac{c'}{c}.$$

Dieses Resultat, welches auf eine so einfache Weise das Gesetz der Temperatur-Abnahme in der Luft unter den Tropen ausdrückt, und bis zu der Gränze der Atmosphäre gültig zu seyn scheint, erfordert eine experimentelle Bestätigung, so weit wenigstens eine solche möglich ist.

Nun weiß man aus den Untersuchungen von Laplace und von Poisson, daß die Wärmecapacitäten elastischer Flüssigkeiten mit dem Druck, den diese Flüssigkeiten erleiden, verknüpft sind durch eine Relation von der Form:

$$\frac{c'}{c} = \left(\frac{p}{p'}\right)^{1 - \frac{1}{k}},$$

die für trockne Luft wird:

$$\frac{c'}{c} = \left(\frac{p}{p'}\right)^{\frac{9}{11}},$$

und man weiß, daß diese Formel durch Hrn. Gay-Lussac und Welter's sehr genaue Versuche bestätigt ist, Versuche, die sich auf Drucke von 144 Millim. bis 1460 Millim., und auf Temperaturen von  $+40^{\circ}$  bis  $-20^{\circ}$  C. erstrecken.

Mithin kann man die Wärmecapacitäten der verschiedenen Luftschichten schon bis zu vier Fünfteln der Höhe der Atmosphäre berechnen; es wäre jedoch interessant die Versuche des Hrn. Gay-Lussac fortzusetzen, und sie, wo möglich, mit derselben Genauigkeit bis zu  $-60^{\circ}$  oder  $-80^{\circ}$  C. auszudehnen, einer Temperatur, die man gegenwärtig mit dem Apparat des Hrn. Thilorier erlangen kann. (Siehe meine Versuche über diesen Gegenstand in den *Compt. rend. T. IV p. 513*)<sup>1)</sup>.

Nimmt man indess vorläufig an, daß die Formel des Hrn. Poisson wirklich bis zu einem Druck von

1) Annalen, Bd. XXXXI S. 144.



0,01 Atmosphäre gültig sey, so findet man, daß die Temperatur der diesem Druck entsprechenden Schicht,  $163^{\circ}$  C. unter der mittleren Temperatur der dem Boden benachbarten Schicht liegt, und da diese  $+27^{\circ}$  C. ist, jene also  $136^{\circ}$  C. unter Null liegt.

Berechnet man die Temperaturen von 100 Schichten, von denen jede 0,01 des atmosphärischen Drucks entspricht, und nimmt das Mittel, so bekommt man annähernd, was man die mittlere Temperatur der Luftsäule nennen kann, weil es in der That diese Temperatur ist, vermöge welcher die gesammte Säule strahlende Wärme aussendet. Die Rechnung giebt für dieses Mittel  $-8^{\circ}$  C.

Endlich ist auch noch eine andere Bestätigung möglich. Bekanntlich ist die Barometerformel für eine ziemlich bedeutende Höhe gültig, und giebt eine Beziehung zwischen den senkrechten Abstand zweier Schichten und den entsprechenden Druckwerthen. Diese Beziehung ist annähernd:

$$z = 18393 \cdot l \cdot \frac{p}{p'}$$

und verbunden mit den vorhergehenden, führt sie zu dem Resultat:

$$t - t' = \frac{z}{224,8},$$

d. h. daß, innerhalb der Gränzen der Anwendbarkeit der Formel, der Temperaturunterschied beider Schichten einen Centigrad auf 225 Meter Höhe beträgt.

Bekanntlich geben die Versuche des Hrn. v. Humboldt 200 Meter. Der Unterschied von einem Achtel rührt ohne Zweifel von mehren Ursachen her, besonders davon, daß die Formel, welche die Wärmecapacitäten mit den Drucken verknüpft, nur auf trockne Luft angewandt werden darf, während die Luft unter dem Aequator, wegen ihrer Temperatur, gerade sehr feucht ist.

XVIII. Ein am Erdboden der nächtlichen Strahlung ausgesetztes Thermometer empfängt Wärme aus zwei

verschiedenen Quellen, nämlich aus dem Weltraum und aus der Atmosphäre. Da die Wärme des Weltraums während ihres Laufes durch die Atmosphäre einer Absorption unterliegt wie die Sonnenwärme, so sind es im Allgemeinen nur die 3 oder 4 Zehntel, welche zum Thermometer gelangen könnten, wenigstens wenn die Versuche nicht auf sehr hohen Bergen angestellt sind. Was die während der Nacht von der Atmosphäre selbst ausgesandte Wärme betrifft, so ist sie das Ergebniss der Strahlung aller einzelnen concentrischen Schichten, welche man sich vom Meeresspiegel ab bis zu den Grenzen der Atmosphäre denken kann, und sie ist demnach abhängig von der Temperatur-Vertheilung in der ganzen Höhe der atmosphärischen Säule. Wir können hinzufügen, dass ihr Einfluss weit bedeutender ist, als man bisher vermuthet hat. Was übrigens auch das Intensitäts-Verhältniss dieser beiden Ursachen seyn mag, so kann man sich offenbar eine einzige Ursache denken, die fähig wäre einen Effect gleich dem der gleichzeitigen Wirkung jener hervorzubringen; oder in anderen Worten, man kann sich denken, die Wärme des Weltraums und die der Atmosphäre seyen fortgenommen und statt deren ein Umschluss mit Maximum-Emissionsvermögen gesetzt, dessen Temperatur eine solche sey, dass sie zum Thermometer und zum Boden genau so viel Wärme sendet, als diese zugleich von der Atmosphäre und dem Weltraum empfangen. Es ist die unbekannte Temperatur dieser *Zenithal-Hülle*, welche ich *Zenithal-Temperatur* nenne.

Diese Betrachtungsweise der Erscheinungen hat nicht zum Zweck, die besonderen und vielleicht ungleichen Einwirkungen, welche das Thermometer in dieser oder jener Richtung erleidet, darzustellen, sondern nur die endliche und gesammte Wirkung, welcher es unterworfen ist, mit Genauigkeit auszudrücken, so dass das Sinken desselben unter die Temperatur der Umgebung dasselbe sey bei Gegenwart der *Zenithal-Hülle*, als bei der vereinten der Atmosphäre und des Weltraums. Endlich

ist klar, daß die Zenith-Temperatur nothwendig in jedem Augenblick für einen und demselben Punkt der Erdoberfläche veränderlich seyn muß, um so mehr also von einem Punkt zum andern, weil sie aus zwei Elementen besteht, einem unveränderlichen, nämlich die Temperatur des Weltraums, und einem fortwährend sich ändernden, nämlich die Temperatur der verschiedenen atmosphärischen Schichten.

Den Vortheil einer solchen Zerfällung des Problems wird man besser einsehen, wenn wir gezeigt haben, was für neue Verhältnisse daraus zwischen den unbekannten, bestimmt werden sollenden Größen hervorgehen. Sey  $z$  die Zenith-Temperatur, und, wie vorhin,  $t'$  die Temperatur des Weltraums,  $t''$  die mittlere Temperatur der atmosphärischen Säule,  $b$  und  $b'$  das von der Atmosphäre respective auf die Erdwärme und auf die Himmelswärme ausgeübte Absorptionsvermögen. Diefs gesetzt bedenke man:

1) Daß die Zenith-Hülle in der Zeit-Einheit durch die Flächen-Einheit eine Wärmemenge:

$$Ba^z$$

aussendet, worin  $B$  die vorhin erwähnte Constante 1,146 ist. Für das Strahlungsvermögen ist kein Coëfficient da, weil wir ihn gleich Eins annehmen müssen.

2) Daß die Atmosphäre gleichfalls eine Wärmemenge

$$Bba''$$

aussendet, weil ihr Emissionsvermögen ihrem mit  $b$  bezeichneten Absorptionsvermögen gleich ist.

3) Endlich, daß der Weltraum eine Wärmemenge

$$Ba'$$

aussendet, von ihr aber nur den Antheil  $(1 - b')$ , welcher die Atmosphäre direct durchdringt, zum Erdboden gelangt, woraus folgt, daß der Weltraum sich in Bezug auf das am Boden befindliche Thermometer verhält, wie wenn er ein Emissions-Vermögen  $1 - b'$  besäße und bloß eine Wärmemenge

$$(1-b')Ba''$$

aussendete.

Da die Zenithhülle die Stelle der Atmosphäre und des Weltraums vertritt, so muß die von ihr ausgesandte Wärmemenge in Bezug auf das Thermometer strenge gleich seyn der Summe der von der Atmosphäre und dem Weltraum ausgesandten Wärmemengen.

Man hat also:

$$Ba^z = Bba'' + (1-b')Ba''$$

oder:

$$a^z = ba'' + (1-b)a'' \dots \dots \dots (4)$$

Dies ist die allgemeine Relation, welche die Zenith-Temperatur unaufhörlich verknüpft mit der Temperatur des Weltraums, mit der mittleren und veränderlichen Temperatur der Luftsäule und mit den beiden ungleichen Absorptionskräften der Atmosphäre.

XIX. Versuchen wir nun, wie es möglich sey, die Zenithal-Temperatur in jedem Augenblick der Nacht beinahe so zu beobachten, wie man die Lufttemperatur beobachtet.

Dazu wende ich zwei Methoden an. Die eine beruht auf der Anwendung von Spiegeln, die andere auf der eines neuen Instruments, welches ich *Aktinometer* nenne. Bekanntlich ist dieser Name schon durch eine sehr wichtige Erfindung des Hrn. Herschel in Beschlag genommen <sup>1)</sup>, und er scheint von diesem berühmten Astronomen glücklich gewählt zu seyn, um alle Instrumente zu bezeichnen, welche, wie sie auch construirt seyn mögen, die Messung der Effecte der nächtlichen Strahlung zum Zweck haben.

Es wird genügen, hier die zweite Methode anzugeben. Rücksichtlich der ersten bemerke ich bloß, daß die Erkältung, welche man im Brennpunkt eines mit seiner Axe gegen das Zenith gerichteten Spiegels beobachtet, nicht abhängt von der Concentration der Strahlen,

1) S. Ann. Bd. XXXII S. 661, Bd. XXXX S. 318 und Bd. XXXXI S. 559.

wie man bisher vorausgesetzt hat, indem eine blofse Platte von polirtem Metall oder vielmehr ein hohler Kegel beinahe denselben Effect gewährt, so dafs es mir möglich war, die Spiegel durch Reflectoren dieser Art, die weit bequemer sind, zu ersetzen. Indefs sind die Versuche mit diesen Reflectoren wie mit Spiegeln sehr fein und die Formeln sehr verwickelt; sie enthalten die wirkliche Temperatur der Luft, und das Verhältnifs der Erkaltung, welche aus ihrem Contact entspringt, zu dem, welches aus der Strahlung hervorgeht; zwei Data, in welchen man unmöglich einige Ungewifsheit vermeiden kann.

Das Aktinometer ist in Fig. 2 Taf. I abgebildet. Es besteht aus vier Ringen von 2 Decimeter im Durchmesser, ausgefüllt mit Schwanendaunen, und auf einander ruhend, so dafs die Daunen nicht zusammengedrückt werden. Die Haut vom Schwan bildet den Boden jedes dieser Ringe. Diefs System steht in einem ersten Cylinder von Silberblech *c*, der mit Schwanenhaut umhüllt und von einem gröfseren Cylinder *c'* eingeschlossen ist. Ein Thermometer ruht in den oberen Daunen. Der Rand *d* hat eine solche Höhe, dafs das Thermometer nur zwei Drittel des Himmels übersehen kann, und er ist im Niveau der Daunen mit Löchern versehen, damit die kalte Luft regelmäfsig abfliefsen könne.

Setzt man diesen Apparat während der Nacht der Strahlung des Himmels aus, und beobachtet von Stunde zu Stunde sein Thermometer und ein benachbartes Thermometer, das frei in der Luft vier Fufs über dem Boden aufgehängt ist, so ist es der Unterschied dieser Temperaturen oder das Sinken des Aktinometers, woraus sich die Zenithal-Temperatur ergibt. Dazu mufs aber der Apparat so graduirt seyn, wie wir es sogleich anzeigen wollen.

XX. Hätte das Aktinometer eine unbegrenzte Oberfläche und befände es sich im Vacuo unter einer hemisphärischen Hülle von constanter Temperatur, so würde

es offenbar die Temperatur dieser Hülle annehmen; in seiner wirklichen Gestalt, nur zwei Drittel des Himmels überschend, und eingehüllt in eine Luftschicht, die es erwärmt, muß es dagegen in seiner Temperatur immer die Hülle übertreffen. Die Graduation hat zum Zweck, zu bestimmen, wie viel es erwärmt sey, so daß es hinreicht, seine Temperatur und die der umgebenden Luft zu kennen, um daraus die Temperatur der Hülle abzuleiten, mit welcher es strahlende Wärme austauscht. In der That begreift man, daß zwischen der Temperatur der Hülle und dem Sinken des Aktinometers ein einfaches Verhältniß stattfinden muß. Um dies Verhältniß zu entdecken, machte ich mir einen künstlichen Himmel aus einem Gefäße von einem Meter Durchmesser und gehalten in zwei Metern Höhe durch drei dünne Säulen. Dies Gefäß war am Boden geschwärzt und mit einem bis  $-20^{\circ}$  erkältendem Gemisch gefüllt; das Aktinometer stand senkrecht darunter, in solchen Abständen, daß das in der Mitte befindliche Thermometer nach einander ein Viertel, ein Drittel und zwei Drittel der Halbkugel übersah. In jeder Lage wartete ich das Temperatur-Gleichgewicht ab, und zeichnete zugleich die Temperatur der umgebenden Luft und die des Apparates auf. Aehnliche Versuche, bei der Temperatur des schmelzenden Eises und bei anderen intermediären Temperaturen angestellt, haben mich zu folgendem Resultat geführt: *Wenn man von der Temperatur der Umgebung neun Viertel des Sinkens des Aktinometers abzieht, so findet man die Temperatur des künstlichen Himmels.* Dies Resultat ist offenbar auf das Himmelsgewölbe oder vielmehr auf die Zenithal-Hülle anwendbar; beobachtet man also in der Nacht die Temperatur  $t$  der umgebenden Luft, und das Sinken  $d$  des Aktinometers, so ergibt sich die Zenithal-Temperatur durch die Formel:

$$z = t - \frac{9}{4}d,$$

was das Resultat der Graduation ist.

XXI. Weiterhin findet man eine Tafel mit einer Reihe von Versuchen, die in sehr heiteren, windstillen Nächten zur Bestimmung der Zenithal-Temperatur unternommen wurden. Diese Versuche bestätigen, daß die Zenithal-Temperatur während der Nacht fast wie die Temperatur der umgebenden Luft sinkt. Dieses vom Untergang bis zum Aufgang der Sonne fortschreitende Sinken ist eine wesentliche Thatsache, die unmittelbar zu einer wichtigen Folgerung führt.

In der That haben wir gesehen, daß die Zenithal-Temperatur ausgedrückt wird durch zwei sich addirende Glieder, eins, das von der mittleren Temperatur der Luftsäule abhängt und veränderlich ist, und ein anderes, das von der Temperatur des Weltraums abhängt und constant ist. Da nun die Zenithal-Temperatur in einer einzigen Nacht bedeutende Variationen erleidet, so ist dieß ein offener Beweis, daß das constante Glied, welches in ihren Ausdruck eintritt, nur einen sehr kleinen Werth hat in Bezug auf das veränderliche Glied, und daß folglich bei der nächtlichen Strahlung die Wärme des Weltraums sehr klein ist in Bezug auf die von der Strahlung der Atmosphäre herrührende Wärme.

Diese Folgerung ist nicht leicht vereinbar mit den Meinungen, die dem Weltraum eine viele Grade unter Null liegende Temperatur beilegen, wohl aber vollkommen mit bekannten Thatsachen, die schon Anzeigen in diesem Sinne hätten liefern können, wenn sie in ihrer Gesamtheit mit all der Aufmerksamkeit, die sie verdienen, zergliedert worden wären. Die zahlreichen Resultate von Wells, Daniell und allen übrigen Physikern, die Versuche über die nächtliche Strahlung angestellt haben, beweisen nicht nur, daß ein Thermometer, welches in der Nacht an einem freien Ort auf den Erdboden gelegt wird, um 6, 7 oder gar 8° C. unter die Temperatur der Umgebung sinkt, sondern auch daß dieselbe Erscheinung, fast mit derselben Intensität, auch in den

kältesten Monaten des Jahres eintritt, d. h. im Januar und Februar, wenn die Temperatur auf viele Grade unter Null herabgesunken ist. So hat Wilson einen Unterschied von fast  $9^{\circ}$  C. zwischen der Temperatur der Luft und der der Oberfläche des Schnees beobachtet. Scoresby und Parry haben in den Polarregionen analoge Senkungen beobachtet, als die Temperatur der Luft mehr als  $20^{\circ}$  unter Null war.

Erwägt man nun, daß das Erwärmungsvermögen, welches die Luft durch ihren Contact auf das Thermometer am Boden, der kälter ist als sie, ausübt, fast dasselbe ist, sie mag sich in  $10^{\circ}$  über oder  $10^{\circ}$  unter Null befinden, so ergibt sich, daß das Erkältungsvermögen, welches dieses Thermometer im letzteren Fall auf  $-18^{\circ}$  C. bringt, auch dieselbe Stärke hat als das Erkältungsvermögen, welches dasselbe im ersten Fall auf  $+2^{\circ}$  C. erhält. Und da dieses Erkältungsvermögen von der Temperatur des Weltraums abhängt, so folgt auch, daß die Temperatur dieses Raums weit unter  $-18^{\circ}$  C. liegt; denn, wenn sie nur  $-30^{\circ}$  oder  $-40^{\circ}$  C. wäre, würde das Thermometer, welches bei einer Lufttemperatur von  $-10^{\circ}$  auf  $-18^{\circ}$  stände, dieser Himmelstemperatur schon zu nahe seyn, als daß es von ihr in der Erniedrigung unter Null erhalten werden könnte, wie das Thermometer, welches bei einer Lufttemperatur von  $+10^{\circ}$  auf  $+2^{\circ}$  stände. Was vielleicht diese Schlussfolgerung verhindert hat, sind im Allgemeinen die Erklärungen, welche man von der nächtlichen Strahlung aufgestellt hat; man hat den oberen Schichten der Atmosphäre, die man als sehr kalt kannte, ein eigenthümliches Erkältungsvermögen beigelegt, vergessend jedoch dabei, daß sie, wie kalt sie auch sind, Wärme aussenden, und daß diese Wärme sich mit der des Weltraums zur Erhöhung der Effecte vereinigt.

Die Resultate, welche ich mittelst des *Aktinometers* erhalten habe, stimmen im Ganzen mit den bekannten



Thatsachen überein. Es ist vielleicht wesentlich dieß zu bemerken, um zu zeigen, daß wenn die Folgerungen, zu denen wir gelangt sind, in einigen Punkten den bisherigen Meinungen widersprechen, dieß mehr in der Natur der Dinge als in der Ungenauigkeit der Versuche liegt.

XXII. In Erwägung, daß die Gleichung (4) als eine Bedingungsgleichung immer für alle von der Erfahrung gegebenen Werthe der Zenithal-Temperatur erfüllt seyn muß, war es mir möglich die Gränzen der Himmels-temperatur zu bestimmen; allein die Erscheinungen, welche sich in den Aequatorialregionen und das ganze Jahr hindurch auf eine constante Weise zeigen, führen zu einer anderen Fundamentalgleichung, aus welcher man die Temperatur des Weltraums ableiten kann, ohne zu der mittleren Temperatur der atmosphärischen Säule seine Zuflucht zu nehmen.

In der That kann in der Aequatorialzone die Oberfläche der Erde, darin die sie bedeckende Atmosphäre mitbegriffen, als ein Cylinder betrachtet werden, dessen Grundfläche die Wendekreise sind, und der immer zur Hälfte von der Sonne erleuchtet wird. Dieser Cylinder empfängt in jedem Augenblick alle Wärme, welche auf das Rechteck seiner Projection fällt. Die Fläche dieses Rechtecks ist  $2rh$ , folglich empfängt er in jeder Minute eine Wärmemenge:

$$1,7633 \cdot 2rh.$$

Allein, da diese Wärmemenge auf die ganze Seitenfläche des Cylinders oder auf  $2\pi rh$  vertheilt ist, so ist klar, daß jede Einheit nur empfängt:

$$\frac{1,7633}{\pi} = 0,56.$$

Das ist die Menge von Sonnenwärme, die im Mittel alle Tage in jeder Minute auf jedes Quadratcentimeter der Aequatorialzone fällt.

Zu gleicher Zeit macht auch die Himmelswärme ihre

Wirkung fühlbar, und wenn man die unbekannte Temperatur des Weltraums mit  $t'$  bezeichnet, so ist es leicht zu sehen, daß die von einem Quadratcentimeter in der Minute aufgenommene Wärmemenge ist:

$$Ba^v.$$

Folglich ist die Summe der empfangenen Wärmemengen:

$$Ba^v + 0,56.$$

Allein die vereinten Wirkungen des Weltraums und der Sonne können ersetzt werden durch eine einzige Hülle mit Maximum-Emissionsvermögen. Und bezeichnet man mit  $v$  die unbekannte Temperatur dieser Hülle, welche im Stande ist, dieselben Wirkungen zu thun oder vielmehr dieselbe Wärmemenge auszusenden, so hat man:

$$Ba^v = Ba^v + 0,56.$$

Zwar ist die Wirkung der Sinne eine intermittirende, indem sie des Nachts fehlt und bei Tage zu verschiedenen Stunden mit verschiedener Stärke wirkt; allein diese Intermittenzen, welche die bei Tage und bei Nacht zu beobachtenden Temperaturveränderungen hervorbringen, hindern nicht die Richtigkeit der vorstehenden Gleichung; sie hindern auch nicht, daß nicht die Gleichgewichtsbedingungen diathermaner Hüllen streng auf die Hülle anwendbar sey, deren unbekannte Temperatur wir mit  $v$  bezeichnet haben.

Diese Temperatur  $v$  muß eine solche seyn, daß sie an der Oberfläche der Erde, zwischen den Tropen, die mittlere Temperatur  $27^{\circ},5$  C. erzeugt, die sich aus den Beobachtungen ergibt. Nun aber haben wir gesehen, daß der Ueberschufs der Temperatur einer Kugel über die der Hülle sich immer aus der Formel:

$$a^{t-v} = \frac{2-b'}{2-b}$$

ableiten läßt, worin  $t$  die Temperatur der Kugel und  $t'$  die der Hülle.

Hier ist die Temperatur der Kugel  $27^{\circ},5$  C. und die der Hülle  $v$ , folglich müssen wir haben:

$$a^{27^{\circ},5-v} = \frac{2-b'}{2-b}.$$

Nimmt man den hieraus entspringenden Werth von  $a^v$ , und substituirt ihn in der vorhergehenden Gleichung, indem man auch für  $B$  seinen Werth 1,146 setzt, so findet man:

$$a^t = 1,235 \frac{2-b}{2-b'} - 0,489.$$

Und da die Gesammtheit der Sonnen-Versuche giebt  $b'=0,35$ , so gelangt man endlich zu der Gleichung:

$$a^v = 1,008 - 0,748 \cdot b.$$

welche als unbekannt nur die Temperatur  $t'$  des Weltraums, und das Absorptionsvermögen  $b$ , welches die Atmosphäre auf die Erdwärme ausübt, enthält.

Der grösste Werth von  $b$  giebt die untere Gränze für die Temperatur des Weltraums, und da  $b$  nicht grösser als 1 seyn kann, so kann die Temperatur des Weltraums nicht unter:

$$-175^{\circ} \text{ C.}$$

seyn. Für  $b'=0,3$  fände man  $-187^{\circ}$  und für  $b'=0,4$  nur  $-164^{\circ}$  C.

Hat man diese untere Gränze einmal gefunden, so ist es auch leicht die obere Gränze zu erhalten; denn sie entspricht dem kleinst möglichen Werth von  $b$ . Da nun die Versuche über die Zenithal-Temperatur zeigen, dass  $b$  nothwendig grösser ist als 0,8, so folgt daraus, dass die Temperatur des Weltraums geringer ist als:

$$-115^{\circ} \text{ C.}$$

Zur Bestimmung der zwischen diesen beiden Gränzen liegenden Zahl, welche die wirkliche Temperatur des Weltraums in jetziger Zeit vorstellt, bedarf es ohne Zweifel sehr vieler Versuche, unter allen Breiten und in allen Höhen angestellt.

Indess gewähren schon die von mir angestellten Ver-

suche eine gewisse Annäherung; sie geben mir für die Temperatur des Weltraums:

— 142° C.

und ich glaube nicht, daß dieser Werth viel von der Wahrheit abweichen kann; er entspricht  $b=0,9$ .

*Das End-Ergebnis dieser Untersuchungen ist also, daß die Sonne in jeder Minute eine Wärmemenge  $=1,7633$  auf jedes Quadratcentimeter der Erde ausstrahlt, daß die Atmosphäre bei heiterem Wetter vier Zehntel dieser Wärme und neun Zehntel der von der Erde ausgesandten Wärme absorbirt, und daß die Temperatur des Weltraums in gegenwärtiger Zeit 142° unter Null ist.*

Man kann nicht genug hervorheben, welche wichtige Rolle die Ungleichheit der Absorptionskräfte der Atmosphäre in den Erscheinungen auf der Erde spielt, und wie wichtig es daher ist, diese Kräfte genau zu bestimmen. Ohne Zweifel wird man künftig andere Apparate und andere Verfahrensarten ersinnen, mittelst deren es möglich ist, in jedem Augenblick die gemischten Einflüsse der Strahlung des Himmels und der der Atmosphäre von einander zu trennen. Wenn es gegenwärtig scheint, als sendeten uns die verschiedenen Stücke des Himmels, die nach einander durch das Zenith gehen, gleiche Wärmemengen zu, so rührt dieß sehr wahrscheinlich nur von der Unvollkommenheit unserer Apparate her. Wir sehen am Himmel in der Natur, dem Abstände, der Zahl und Gruppierung der Gestirne solche Verschiedenheiten, daß wir unmöglich annehmen können, der immerwährend wechselnde Theil des Himmels, welcher sich über dem Horizont befindet, sey stets dem darunter befindlichen gleich; und mithin ist es unmöglich, daß alle Hemisphären, welche wir uns am Himmelsgewölbe denken können, wirklich eine gleiche Wärmemenge auf die Erde sendeten. Es ist besonders die Aequatorialzone, wo man zunächst diese Unterschiede zu er-

mit-

mitteln suchen mufs, weil sie dort ohne Zweifel gröfser, regelmässiger und leichter zu beobachten seyn müssen.

XXIII. Die folgende Tafel enthält die Resultate der mit dem Aktinometer angestellten Versuche. Man wird darin das allmälige Sinken der Zenithal-Temperatur wahrnehmen. Die letzte Spalte dieser Tafel enthält die mittlere Temperatur  $t''$  einer Säule der Atmosphäre zu Paris zur Zeit einer jeden Beobachtung, und berechnet nach der Formel für die Zenithal-Temperatur, in welcher blofs diese Gröfse  $t''$  unbekannt ist.

Mittlere Temperaturen der Atmosphäre zur Zeit der Aktinometer-Beobachtungen in den Monaten April, Mai und Juni.

Stunden.	Temperatur der Luft.	des Aktinomet.	Unter- schied.	Zenithal- Tempera- turen.	Mittlere Tem- peraturen der Atmosphäre.
(Alle Angaben in Centigraden.)					

Vom 10. zum 11. April.

7 <sup>h</sup> Ab.	10,2	+ 3,9	6,3	— 4,0	—23,5
8	9,9	+ 3,0	6,9	— 5,6	—25,5
9	9,6	+ 2,2	7,4	— 7,0	—27,0
10	9,0	+ 1,8	7,2	— 7,2	—27,5
5 Morg.	5,0	— 3,0	8,0	—13,0	—35
5 $\frac{1}{2}$	5,0	— 3,0	8,0	—13,0	—35
6	5,5	— 2,3	7,8	—12,0	—34

Vom 14. zum 15. April.

7 <sup>h</sup> Ab.	8,5	+ 0,8	7,7	— 6,0	—26
8	7,0	— 0,5	7,5	— 9,9	—30,0
9	5,8	— 1,6	7,4	—10,8	—32,0
10	5,0	— 2,4	7,4	—11,6	—33,5
4 $\frac{1}{2}$ Morg.	1,0	— 6,0	7,0	—14,7	—37,5
5	1,0	— 6,0	7,0	—14,7	—37,5
6	1,6	— 5,2	6,8	—13,7	—36,0

Stunden.	Temperatur		Unter- schied.	Zenithal- Tempera- turen.	Mittlere Tem- peraturen der Atmosphäre.
	der Luft.	des Aktinomet.			

## Vom 20. zum 21. April.

8 <sup>h</sup> Ab.	5,6	— 0,8	6,4	— 8,8	—29,5
9	4,5	— 2,0	6,5	—10,1	—31,5
10	3,6	— 3,0	6,6	—11,7	—33,5
4 $\frac{1}{2}$ Morg.	0,0	— 7,0	7,0	—15,7	—38,5
5	0,0	— 7,0	7,0	—15,7	—38,5
5 $\frac{1}{2}$	0,1	— 6,5	6,6	—14,5	—37,0

## Vom 5. zum 6. Mai.

5 <sup>h</sup> Ab.	25,5	+19,9	5,6	+12,9	— 2,0
6	25,1	+17,5	7,6	+ 8,0	— 8,0
7	23,1	+15,0	8,1	+ 4,9	—12,0
8	22,9	+13,9	9,0	+ 2,6	—15,0
9	21,5	+12,5	9,0	+ 1,4	—16,5
10	17,5	+10,0	7,5	+ 0,6	—17,5
4 Morg.	12,1	+ 5,0	7,1	— 3,9	—23,5
4 $\frac{1}{2}$	12,1	+ 5,0	7,1	— 3,9	—23,5
5	12,0	+ 6,0	6,0	— 1,5	—20,0

## Vom 23. zum 24. Juni.

7 <sup>h</sup> Ab.	20,0	+12,0	8,0	+ 2,0	—16,0
8	17,8	+10,5	7,3	+ 1,4	—16,5
9	17,6	+10,7	6,9		
10	16,3	+ 9,2	7,1	+ 0,3	—18,0
4 Morg.	11,3	+ 5,3	6,0	— 2,2	—21,0
4 $\frac{1}{2}$	11,5	+ 5,6	5,9	— 1,8	—25,5

XXIV. Es scheint mir nothwendig, noch einige der allgemeinsten Folgerungen aus diesen Untersuchungen anzugeben.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich die gesammte Wärmemenge, welche der Weltraum im Laufe eines Jahres zur Erde und zur Atmosphäre sendet, und es ist leicht zu ersehen, daß diese Wärmemenge im Stande ist, auf unserer Erde eine Eisschicht zu schmelzen von 26 Metern Dicke.

Wie wir gesehen, wird die Menge der Sonnenwärme ausgedrückt durch eine Eisschicht von

31 Metern Dicke.

Mithin empfängt die Erde in Summa eine Wärmemenge, ausgedrückt durch eine Eisschicht von

57 Metern Dicke,

und die Wärme des Weltraums trägt dazu bei mit einer Gröfse, die  $\frac{5}{6}$  von der Sonnenwärme ist.

Zwischen den Tropen beträgt die Himmelswärme nur  $\frac{2}{3}$  der Sonnenwärme; denn hier wird letztere vorgestellt durch eine Eisschicht von

39 Metern Dicke.

Man wird ohne Zweifel erstaunt seyn, dafs der Weltraum mit seiner Temperatur von  $-142^{\circ}$  C. der Erde eine so beträchtliche Wärmemenge geben könne, eine Menge, die fast der mittleren, die wir von der Sonne empfangen, gleich kommt; diefs Resultat scheint auf dem ersten Blick der Meinung von der Kälte des Weltraums oder der Macht der Sonne so sehr zu widersprechen, dafs man sie als unzulässig betrachten könnte. Indefs mufs man erwähnen, dafs die Sonne in Bezug auf die Erde nur 5 Milliontel des Himmelsgewölbes einnimmt, und dafs sie folglich zwei hunderttausend Mal mehr Wärme aussenden müfste, um denselben Effect zu bewirken.

Unter einem anderen Gesichtspunkt könnte man übrigens zu der Meinung veranlafst werden, dafs in diesen Berechnungen die Macht der Sonne sehr überschätzt worden sey; denn wenn man, statt der Wärmemengen, die Temperaturen untersucht, so gelangt man zu dem Resultat:

Dafs, wenn die Sonne ihre Wirkung auf unseren Erdkörper nicht ausübte, der Erdboden überall die Temperatur:

$-89^{\circ}$  C.

haben würde. Da nun die mittlere Temperatur am Aequa-

tor  $+27^{\circ},5$  C. ist, so folgt, daß das Daseyn der Sonne die Temperatur der Aequatorialzone um

$116^{\circ},5$

erhöht. Eben so wäre die mittlere Temperatur einer Säule der Atmosphäre unter dem Aequator

$-149^{\circ}$  C.

Die vorstehenden Formeln zeigen, daß sie ungefähr  $-10^{\circ}$  C. ist; mithin würde die Mitteltemperatur der gesamten Atmosphäre in der heißen Zone durch die intermittirende Gegenwart der Sonne erhöht um

$139^{\circ}$  C.

Diese Erhöhung der irdischen Temperatur durch die Sonne übertrifft um Vieles die, welche Hr. Poisson aus den Temperatur-Veränderungen in verschiedenen Tiefen unter dem Erdboden abgeleitet hat. Es scheint mir indeß, daß beide Methoden übereinstimmendere Resultate geben würden, wenn es möglich wäre, den so bedeutenden Einfluß der Atmosphäre auf eine directere Weise in die Formeln einzuführen.

Um diese Rechnungen auf andere Regionen auszu dehnen, muß man die Abnahme der Bodentemperatur mit Zunahme der Breite in Erwägung ziehen; annähernd ist auch leicht ersichtlich, daß die Wirkung der Winde zur Erhöhung der Temperatur in den Polarregionen beitragen, und zugleich die Temperatur der zwischen den Polar- und Wendekreisen liegenden Regionen mehr oder weniger erniedrigen; die Aequatorialzone scheint hiedurch in ihrer Temperatur wenig erniedrigt zu werden.

Dieser Auszug bezweckt vor Allem, eine Idee zu geben von den theoretischen Principien und experimentellen Methoden, die dieser Arbeit zum Grunde liegen. Es ist mir vielleicht erlaubt, besonders auf diese beiden Punkte die Aufmerksamkeit der Mathematiker und Physiker zu lenken. Was die aus meinen Versuchen hervorgehenden Zahlen betrifft, so werden sie modificirt werden; fernere Versuche, zugleich an verschiedenen Punk-



ten der Erde angestellt, sind erforderlich, um ihnen ganz die Genauigkeit zu geben, deren sie bedürfen.

## II. *Versuch einer neuen physikalischen Theorie der Capillarität; von J. Mile.*

(Schluß von S. 332.)

### II. Abtheilung.

#### Von der capillaren Repulsion.

Wie gewöhnliche capillare Bewegungen nur von der in unmerklicher Ferne sich äufsernden überwiegenden Anziehung der oberflächlichen Molecule einer tropfbaren Flüssigkeit abhängen, eben so können dergleichen Bewegungen durch überwiegende und einseitige Abstofsung der oberflächlichen Wärmeatmosphären in unmerklicher Ferne stattfinden, die deswegen auch capillare Repulsion heißen mag, um sie von der inneren gewöhnlichen zu unterscheiden, deren Folge Volums- und Aggregations-Veränderung sind. Wir wollen hier also vorzüglich von jenen bekannten Repulsionen sprechen, die wohl selten Jemand nicht bemerkte, wie z. B. die Abstofsung eines Tropfens Wasser von einer erhitzten Oberfläche, oder das Hinaufsteigen eines Tropfens Talg an der in die Lichtflamme schief eingelassenen Spitze einer Lichtputze u. dergl. Alle diese Erscheinungen können als unmittelbare Folgen der eben aufgestellten Theorie angesehen und bewiesen werden.

Die capillare Thätigkeit im Allgemeinen kann, wie schon angedeutet wurde, nur Folge der Wirkung der ganzen Materie, also nicht nur der Molecule, sondern auch zugleich ihrer Wärmeatmosphären seyn. Ist aber die ganze Masse der Flüssigkeit und die an sie ansto-

fsende Fläche des starren Körpers gleichmäfsig erwärmt, so stellt sich ein Gleichgewicht in der Repulsion der auf einander wirkenden Wärmeatmosphären ein, und die Bewegung und Formveränderung kann alsdann nur aus der durch Krümmung der Oberfläche veränderten Attraction der Molecule, oder aus der, wegen verminderter Adhäsion stärker wirkender Schwerkraft hervorgehen. Benetzt man z. B. irgend eine Fläche mit Wasser und stellt sie vertical hin, so dafs das Wasser in Tropfen abzufliefsen fast aufhört, und erwärmt sie dann von der anderen Seite, so vermehrt sich die Menge des abfliefsenden Wassers; ein Beweis, dafs die Molecule der Wasserschicht jetzt, wegen ihrer durch vergrößerte Repulsion mehr verminderten Attraction, schwächer an einander und an der Oberfläche halten, leichter also durch die Schwerkraft gesenkt werden. Diefs ist also auch augenscheinlich die Ursache, warum erwärmtes Wasser, obgleich specifisch leichter geworden, doch weniger hoch als kaltes im capillaren Röhrchen steigt.

Selbst die primär, durch eigene Krümmungen oder durch Gefäßwand-Einflufs bedingten Spannungen der convexen oder concaven Oberflächen der Flüssigkeitssäulen müssen mit Wärmeveränderungen, mit Binden oder Freilassen der latenten Wärme, verbunden seyn, was nur wegen ihrer Geringheit, sowohl äufserlich wie durch innere Veränderung in der ganzen Masse, nicht bemerkbar werden kann. Bei primär, von ausen in gröfserer Menge beigebrachter Wärme, welche schon die ganze Masse ergreift, kann aber secundär Formveränderung und Bewegung schon sichtbar werden. Hinzu- oder Hinwegleiten von Wärme mufs nämlich die Wärmeatmosphären aller Molecule in ihrem Umfange und ihrer Intensität vergrößern oder verkleinern, also eine gröfsere oder kleinere, immer aber allgemeine Repulsionskraft hervorbringen, welche die Molecule von innen der Masse gegen die Oberfläche hin, oder von der Oberfläche ge-

gen die Mitte zu gleichmäfsig bewegt, also eine Volumveränderung hervorbringt. Es läfst sich aber leicht einsehen, dafs, wenn der Wärme-Einflufs von aufsen einseitig geschieht, die Masse, aufser ihrer Volumsveränderung, auch noch im Ganzen verrückt werden mufs.

Um einen solchen Erfolg hervorzubringen, mufs aber der einseitige Wärmeeinflufs stark und aus der geringsten Ferne einwirken, kann also nur durch Wärmedifferenz der Molecule einer Flüssigkeit, die an einer starren oder auch flüssigen Fläche adhärirt, hervorgebracht werden, und aus diesem Grunde nur aus dem Einflusse der oberflächlichen Wärmeatmosphären, als denen im Contacte einander nächsten, hervorgehen. Wie nämlich ein Flüssigkeitsmolecul nicht nur auf ein anderes ihm nächstes derselben Masse, sondern auch auf ein Molecul eines nahen fremden Körpers, und umgekehrt dieses auf jenes, wenn sie einander eben so nahe, wie die Flüssigkeits-Molecule unter einander, sich befinden, eine starke Attraction ausübt, eben so mufs die Atmosphäre eines Moleculs nicht nur die Atmosphäre des ihm nächsten derselben Masse, sondern auch die Atmosphäre der Molecule eines fremden Körpers, und umgekehrt diese die Atmosphäre der Flüssigkeits-Molecule, wenn sie sich einander nahe befinden, stark abstofsen. Diefs kann aber nur an der Oberfläche der beiden an einander kommenden Materien geschehen; denn im Innern umhüllen sie ja die demselben Körper angehörenden Molecule sammt ihren Atmosphären gegenseitig, bilden also eine Aufsenseite nicht gegen fremde Körper, sondern gegen einander selbst. Die Wärmeatmosphären der inneren Molecule, als ringsherum von andern umgeben, können also auch nur sich selbst gegenseitig abstofsen, und nur die der letzten Schicht, die einerseits entblöfst sind, können den äufseren Moleculen anderer, nicht nur flüssiger, sondern auch starrer Körper, sich unmittelbar nahen, und es kann also schon ohne Hindernifs eine starke Gegenwir-

kung zwischen den beiderseits oberflächlichen Wärmeatmosphären solcher Körper sich einstellen.

Möglichst grofse Annäherung der Wärmeatmosphären an einander, und das Ausgehen des Einflusses, wie im Innern von dem Umfange einzelner Elemente, so äusserlich von der Oberfläche der Massen, ist also eben so eine Bedingung der Repulsion, als sie es auch der Attraction ist, und dieser gemeinschaftliche Charakter mufs uns vorzüglich bestimmen, beiderlei Phänomene als parallele und zu derselben Art gehörende anzusehen. Auch gehen sie im Grunde beide, was nicht genug wiederholt werden kann, obgleich die eine von der Thätigkeit der Molecule selbst, die andere aber von der ihrer Atmosphären abhängt, doch aus beiden Kräften zugleich, und jede besondere nur aus einem Vorherrschen dieser oder jener hervor. Hier wie dort müssen also Bewegungen, der Flüssigkeit sowohl als auch des starren Körpers, durch einander entstehen können. Wir haben demnach hier folgende Repulsionsbewegungen in Betracht zu ziehen:

- a) der Molecule einer und derselben tropfbaren Flüssigkeit, die durch sich selbst,
- b) der Molecule verschiedener Flüssigkeiten, die durch einander,
- c) ganz kleiner Massen von Flüssigkeiten, die durch Körper, und
- d) starrer Körper, welche durch Flüssigkeiten bewirkt werden.

Ein hier noch zu machender Hauptunterschied ist jedoch folgender: Repulsion ist zwar eine unmittelbare Folge der überwiegenden Wirkung einander genäherter Wärmeatmosphären, wodurch relativ die Attraction vermindert wird; die thermometrische Wärmedifferenz zweier einander genäherter Körper wirkt aber dabei nur mittelbar. Durch einseitige Erwärmung, durch eine gröfsere Wärmedifferenz wird Repulsion zwar meistens, doch aber nicht einzig und allein hervorgebracht. Die verschiede-

nen Körper sind ja auch bei äußerlich gleicher Temperatur von ungleichen Wärmecapacitäten, Sied- und Gefrierpunkten; alles dies deutet auf ex- und intensive Verschiedenheit der Wärmeatmosphären ihrer Molecule hin. Solche Körper müßten sich also, hinsichts der Repulsionen, bei äußerlich gleichen Temperaturen eben so verhalten, wie andere bei großen Differenzen derselben. Diesem wurde auch hier nachgeforscht, und es eben so gefunden.

Wir werden demnach die Repulsionen in zwei Absätzen abhandeln:

- 1) solche, die durch äußere Wärmedifferenz, von Körpern, die hinsichts der Intensität ihrer Wärmeatmosphären nicht sehr abweichen, und
- 2) solche, die bloß durch Contact gleich erwärmter, aber hinsichts der Intensität ihrer Wärmeatmosphären sehr ungleichen Körper hervorgebracht werden.

1) Repulsionen, die durch äußere thermometrische Wärmedifferenz hervorgebracht werden.

- a) Repulsionsbewegungen der homogenen Flüssigkeits-Molecule durch einander selbst, bei einseitiger Erwärmung, äußerern sich in folgendem als Beispiel gewählten Falle:

Betrachtet man die Bewegung der schwarzen verkohlten Partikel um den Docht einer brennenden Kerze mit Aufmerksamkeit, so sieht man, daß sie sich ununterbrochen vom Dochte ab und ihm zu bewegen. Rasch vom Dochte abgestoßen (Fig. 37 Taf. IV), eilen sie der Peripherie abwärts zu, um unterwärts zum Dochte zurückzukehren, und steigen an ihm auf; manche verbrennen hier, die meisten aber kehren mit vergrößerter Geschwindigkeit zur Peripherie zurück, um ihren Lauf oft unendliche Male zu wiederholen. Diese in den Strom eingesenkten starren Körperchen können augenscheinlich nicht selbstständig in der zähen Flüssigkeit so rasch sich bewegen, sie müssen sich vielmehr hier passiv verhalten;

es ist also die Flüssigkeit selbst, die in zwei Strömen sich bewegt, nämlich die leichtere erwärmte Schicht oberwärts vom Dochte ab, und die relativ kältere schwerere unterwärts gegen ihn zu. Wie die einen über die andern wegeilen, sieht man am besten an einer Wachskerze von ein Paar Zoll Durchmesser, wo bei einem gröfseren Becken auch schon gröfsere Partikel Kohle, wozu ich die Korkkohle am besten fand, angewandt werden können. Bringt man auf die Flüssigkeit ein erbsengrofses Korkkugelchen und nähert es dem Rande oder dem Dochte, so eilt es jenem oder diesem zu, und bleibt daran hängen; diefs ist also auch ein Erfolg der Attraction, weil ja auch hier die Flüssigkeit sich sowohl am Rande, wie auch an der Kugel selbst durch capillare Attraction erhebt. Bringt man aber ein kleines flaches Stückchen Kork in die Flüssigkeit, welches fast ganz untertaucht, an dem sich also die Flüssigkeit nur wenig oder gar nicht erhebt, so nimmt es immer nur eine einzige Richtung in seiner Bewegung, nämlich vom Dochte nach dem Rande zu, und man mag es dem Dochte auch noch so nahe bringen, so bleibt es doch daran nicht hängen. Hier wirkt also die capillare Attraction nicht mehr, und die jetzt überwiegende Repulsionsbewegung wird durch nichts gestört.

Alles spricht dafür, dafs hier die dem erwärmten Dochte nächsten und auch erwärmten Wachs-Molecule von ihm abgestofsen werden, und die anderen nicht nur passiv blofs durch Druck weiter fortschieben, sondern sie wirklich ihrerseits abstofsen. Denn wäre diefs nicht der Fall, so würden sich ja die mehr erwärmten Flüssigkeits-Molecule, als specifisch leichter, auf den um den Docht gebildeten Hügel hinaufzuziehen bestreben, und hier bleiben, nicht aber so gewaltig hinunterstürzen, und die relativ kältere und schwerere am Rande vor sich in die Höhe treiben können. Dafs Einsaugung des Brennstoffs durch den Docht und seine Verdampfung keinen

Antheil an dem Hervorbringen des Phänomens haben, davon überzeugt uns der Umstand, daß wenn man statt eines brennenden Dochts einen bloß stark erwärmten metallenen Cylinder in den geschmolzenen Talg einbringt, um ihn derselbe Kreislauf wie um den Docht stattfindet. Dasselbe Hinwegschleudern der obersten Schicht und die Rückbewegung der unteren findet auch dann statt, wenn man eine Stelle der Wand des Gefäßes, worin eine Flüssigkeit ist, von außen erwärmt. Daß übrigens auch die capillare Hügelbildung im Herde der Erwärmung zum Erfolge nicht nothwendig ist, ersieht man daraus, daß derselbe auch bei einer Vertiefung stattfindet, wenn nur in diese der relativ wärmere Punkt gesetzt wird, z. B. wenn mit einem Löthrohre die Spitze der Flamme eines gebeugten Dochtes auf einen Punkt der Oberfläche der Flüssigkeit senkrecht nach unten gerichtet wird, wo der erhitzte Luftstrom eine Erwärmung und zugleich eine Vertiefung hervorbringt, aus welcher strahlenförmig die sichtbaren Partikel eben so wie um den Draht herumgeschleudert werden.

Es sind also diese Bewegungen als Folge der Repulsion der Molecule der Flüssigkeit unter einander nicht zu verkennen, und die Differenz des specifischen Gewichts kann gewiß nicht die einzige Ursache dieser Strömungen seyn, obgleich sie dazu mitwirkt. Die am Dochte *x* (Fig. 38 Taf. IV) durch Erwärmung ex- und intensiv vergrößerte Molecularatmosphäre *a* stößt die folgende, schon etwas abgekühlte *b*, und diese die noch mehr abgekühlte *c* u. s. w. bis an's Ende der Reihe ab, wodurch ihr gegenseitig ungleicher Abstand bestimmt wird, und da an der Stelle von *a* immer ein neues Element auftaucht, so muß sich der ganze Zug abwärts vom Dochte fortbewegen.

b) Auch heterogene ungleich erwärmte Flüssigkeiten stoßen sich ab, wie folgende Beispiele zeigen.

Setzt man auf Wasser einen Tropfen Oel von un-

gefähr derselben Temperatur, so bleibt dieser, als specifisch leichter, auf der Oberfläche, in Form einer abgeplatteten Kugel oder Linse, schwimmend; wird aber zuvor so ein Tropfen hoch erwärmt, so breitet er sich immer mehr, und bei grosser Wärmedifferenz selbst in ein sehr dünnes, ein Paar Zoll weites Schichtchen aus. Der erwärmte Tropfen  $z$  (Fig. 39 Taf. IV) strebt auf allen Punkten die Molecule fortzustossen. In der Mitte  $x$  aber kann dieß nicht geschehen, weil dadurch das Wasser an der Peripherie  $aa$ , also in seinem höchsten Punkte, noch höher gehoben werden müßte, dem seine Schwere aber entgegen wirkt. Der Abstossung an der Peripherie wirkt aber die Schwere nicht so entgegen; denn der, der sich zurückziehenden Peripherie der Wasserconca- vität  $axa$  nachfolgende und sich ausbreitende Oeltropfen  $z$  verflächt sich ja zu gleicher Zeit und sinkt weniger tief ein, wodurch also auch der tiefste Punkt  $x$  der Wasserhöhlung steigt und die erhobene Wasserperipherie  $aa$  sinkt, was dem hydrostatischen Gesetze nicht entgegen ist. Dieß geschieht also, und der Tropfen  $z$  verdünnt und breitet sich immer mehr aus, so lange er nur die, das kleine Hinderniß überwiegende Abstossung ausüben kann. Auf diese Art breiten sich auch auf Wasser oder auf kaltes Oel gelassene geschmolzene Talg- und Wachstropfen in ganz dünne und weite Plättchen aus. Wird ein warmer Talgtropfen am Rande eines Tellers in's Wasser hinabgelassen, so schießt er mit grosser Schnelligkeit hervor, ehe er erstarrt.

c) Dafs, auch ganze Massen einer Flüssigkeit vom starren Körper abgestossen werden, zeigen folgende Beispiele:

Libri hat zuerst die Aufmerksamkeit darauf gerichtet, dafs ein, an einem horizontal gehaltenen Drahte (oder besser an einem schmalen Blechstreifen, weil die Masse gröfser wird) hängender Tropfen irgend einer Flüssigkeit, sich, wenn dieses Ende erwärmt wird, davon ent-



fernt, auch selbst dann, wenn man dieses Ende gegen die Flamme neigt. Gießt man einige Tropfen Flüssigkeit auf einen flachen Löffel und erwärmt dessen vorderen Theil, so steigt die Flüssigkeit an dem hinteren hinauf. Wird ein Draht durch ein linsenförmig zugeschnittenes Stück Kork (Fig. 40 Taf. IV) geschoben, darunter ein Tropfen Oel  $x$  angebracht und über dem Korke mittelst eines Löthrohrs erwärmt, so verschwindet der Tropfen, indem die Flüssigkeit an der schiefen Korkwand ringsherum steigt, so daß der Stift ganz unbedeckt bleibt. Läßt man ihn aber in dieser verticalen Lage erkalten, so findet sich der Tropfen von Neuem ein. Hier wird also die Flamme oberhalb der Flüssigkeit und weit davon entfernt angebracht, und doch mit demselben Erfolge. Um aber jedem Einwurfe, daß hier Strömungen der erwärmten Luft etwa einen Einfluß ausüben, zu begegnen, stelle ich den Versuch auf folgende Weise an: Ich lasse einen Tropfen Baumöl in ein Haarröhrchen hinein, so daß es in seiner Mitte ein mit zwei Concavitäten sich endigendes Säulchen bildet, welches, wenn das Röhrchen horizontal liegt, unbeweglich an derselben Stelle bleibt. Erwärmt man nun dasselbe vor dem Ende des Säulchens, so bewegt sich dasselbe nach dem andern Ende hin, und kommt nicht zurück, wenn man auch das Röhrchen nach der erwärmten Seite hinneigt. Wird es sehr geneigt, so treibt freilich die Schwere der Flüssigkeit dieselbe nach dem erwärmten Ende hin; bei einer etwas verminderten Neigung läuft sie aber von Neuem gleich dem andern Ende zu, steigt also in die Höhe. Hier kann also der durch Erwärmung hervorgebrachte Luftstrom an der Bewegung gar keinen Antheil haben, wie man dieß bei dem Versuche von Libri glaubte. Die Ursache dieses Vorganges ist augenscheinlich nur die überwiegende Repulsion zwischen den einerseits stärker erwärmten, also auch sich stärker abstossenden Atmosphären der Molecule des star-

ren Körpers *a* (Fig. 41 Taf. IV) und der Flüssigkeit *b*, wodurch diese nach der entgegengesetzten relativ kälteren Seite, wo die Repulsion zwischen den näheren Moleculen *cd* eine geringere ist, hinbewegt wird. Auch in dem, an einem Ende *a* (Fig. 42 Taf. IV) erwärmten Haarröhrchen vergrößert sich der Abstand der Glas- und Flüssigkeits-Molecule, wodurch ihre Attraction vermindert wird, so dafs jetzt die des anderen Endes *d* überwiegend wird, und die Säule sich also hinbewegt. Während dieser Bewegung der ganzen Masse mufs auch noch zwischen den Moleculen selbst vermehrte Repulsion eintreten, wie diefs durch ihren ungleichen Abstand in der Figur 41 und 42 angezeigt ist; die Verflächung des am erwärmten Blechstreifen hängenden Tropfens, und das Wiederkehren seiner Wölbung während des Abkühlens ist davon ein Beweis. Alle dergleichen Versuche gerathen vorzüglich mit Oel, Talg oder Wachs, die, ohne leicht zu verdampfen, eine höhere Temperatur als das Wasser ertragen, mit denen also eine gröfsere Wärmedifferenz zu erreichen ist. Dafs hier, wie bei der capillaren Attraction, eine unmerkbare Ferne als Bedingung des Erfolgs nöthig ist, sieht man daraus, dafs ein an der Wand nicht adhärirendes Quecksilbersäulchen, selbst während des Erglühens des einen Endes des Haarrohrs, sich ganz und gar nicht nach dem andern bewegt; die Wärmeatmosphären der Molecule des Glases und des Quecksilbers sind hier also schon zu entfernt von einander, um auf sich gegenseitig hinlänglich stark einzuwirken, eben so wie diefs der Fall bei der Attraction ihrer Molecule ist.

Auf die eben beschriebene Art kann man die Repulsionskraft selbst messen. Bringt man in ein U-förmig gebogenes, gleich weites Röhrchen etwas Flüssigkeit hinein, die dann in beiden Schenkeln gleich hoch steigt, und erwärmt man mit einem Löthrohr blofs ein Säulchen an der Stelle, wo das Niveau steht, so senkt sich

dieses, das andere hingegen steigt. Oel, welches fast bis zum Kochen an einem Ende erhitzt wurde, stieg in einem Kanale von 1 Millim. Durchmesser fast 6 Millim. hoch, die Differenz beider Niveaus konnte also 12 Millim. seyn. In einem Kanale von 3 Millim. Durchmesser stieg es aber nur 2 Millim. Die Differenzen der Höhen sind also den Durchmessern der Kanäle umgekehrt proportional, eben so, wie bei der capillaren Attraction es die Höhen der Säulen waren; denn in beiden Fällen geht die moleculare Wirkung von der Peripherie der freien Oberfläche der Flüssigkeitssäule aus, die deswegen so wie ihr Durchmesser abnimmt, und ist gegen das Gewicht der Säule gerichtet, das aber so wie ihre freie Oberfläche, also wie das Quadrat ihres Durchmessers abnimmt, so dafs demnach die drei Mal geringere Repulsionskraft eines drei Mal engeren Kanals ein neun Mal geringeres Gewicht zu überwinden hat, also auch die Säule drei Mal stärker deprimirt, so dafs sie im andern Schenkel drei Mal höher über das andere Niveau steigt. Fast bis zum Kochen am Niveau eines Schenkels erhitztes Wasser zeigte einen ungefähr vier Mal geringeren Erfolg; die Temperaturdifferenz ist hier aber auch eine kleinere, als beim Oele. Auf diese Weise, wenn eins dieser Niveaus mit schmelzendem Eis umgeben wäre, und das andere durch ein Gefäß ginge, worin Oel, stufenweis durch eine darunter angebrachte Lampe sich erwärmte, würde man nach einem in diesem Oele eingesenkten Thermometer die jeder Temperaturdifferenz entsprechende Niveaudifferenz, also auch den Repulsionsgrad bei einer im Röhrchen enthaltenen Flüssigkeit abnehmen, und dann durch Vergleich den Unterschied desselben auch bei verschiedenen heterogenen Flüssigkeiten bestimmen können. Die in dem erwärmten Schenkel durch Wärmesteigerung veränderte Länge der Säule wäre gar nicht nöthig zu berücksichtigen; weil hier in beiden Schenkeln die Flüssigkeitssäulen nur als Lasten im Gleichgewichte stehen. Aus die-

sem Grunde kann auch der Umstand, daß die Erwärmung sich vielleicht mehr oder weniger unter das Niveau erstreckt, keine Störung im andern Schenkel hervorbringen; denn dadurch wird ja nur in dem erwärmten Schenkel die Säule mehr oder weniger nach oben verlängert; deprimirt aber wird sie nur mit der der Wärme im Punkte des Niveaus entsprechenden Kraft, denn nur von dieser, die Säule beendigende Oberfläche geht die deprimirende Kraft aus. An der Skale des kalten Schenkels würden wir also immer nur die Folge der Deprimirung, nicht aber die der Rarefaction erschen.

Hierher gehört auch der Versuch mit dem auf eine stark erhitzte Metallfläche gelassenen Wassertropfen. Nicht nur so kleine, sondern auch, wie bei den Perkins'schen Versuchen, große Massen Wasser werden abgestoßen und verdunsten weit langsamer, indem sie auch eine niedrige Temperatur, im Freien selbst eine unter dem Siedpunkte liegende, annehmen. Ein Wassertropfen rotirt und springt außerdem fortwährend und läuft bei der kleinsten Neigung herab. Augenscheinlich rührt dieser Mangel der Adhäsion davon her, daß die Wasseroberfläche als eine an die Oberfläche des Metalls im kalten Zustande adhärende, auch jetzt sich ihr immer mehr, aber doch nur bis an die repulsive Wirkungsgränze der durch Erwärmung vergrößerten Wärmeatmosphären, nicht aber bis an die attractive Wirkungsgränze der Moleculen selbst nähert. Die Kugelform des Tropfens bleibt also unverändert, und die darunter sich fortwährend entwickelnden und abziehenden Dämpfe setzen sie in Bewegung.<sup>1</sup> Versuche haben gezeigt, daß das Abstehen von der starren Fläche und die Bewegung der Flüssigkeit wirklich von besonderen Umständen abhängen. In einem glühenden Gefäße eingeschlossenes Wasser fließt, ungeachtet des Dampfdruckes, durch kleine Oeffnungen nicht heraus, und es erfolgt dieses erst dann, wenn es sich etwas abkühlt, wie Perkins gezeigt hat; es muß also

also wie Quecksilber von der glühenden Wand des Gefäßes absteigen, ohne sich jedoch zu bewegen, weil doch die einmal gebildeten Dämpfe nicht abgehen, also auch keine neuen sich bilden können, sondern die einmal da vorhandenen mit unverändertem Spannungsgrade einwirken müssen, dies aber eine oscillirende Bewegung nicht hervorbringen kann. Wird aber die eingeschlossene Wassermasse vom ruhenden Dampfe ringsherum gleich stark gedrückt, so ist auch kein Grund vorhanden, daß sie sich darin durch eigene Schwere nicht senken und an der unteren Fläche nicht adhären, also auch nicht ausfließen sollte. Da dies aber nicht geschieht, so kann die es verhindernde Ursache nicht der Dampf, sondern nur die Erwärmung der Metallfläche seyn. Wenn die Beibehaltung der Kugelform eines Wassertropfens auf erwärmter Fläche nur einzig und allein Wirkung des Wasserdampfes wäre, so müßte ein Wassertropfen sich im ersten Augenblicke mit der Fläche verbinden oder wenigstens stark abflachen, und erst später sich abrunden; denn Wasserdampf braucht ja eine gewisse Zeitdauer, um zu entstehen. Es muß ihm ja eine, wenn auch geschwinde, doch stufenweise Erwärmung des Tropfens vorangehen; dieser würde also Zeit genug haben, sich mit der Fläche zu verbinden und als solcher aufzuhören. Dieses ist aber nicht der Fall, und der anfänglich kalte Tropfen bleibt als solcher fortbestehend da, ehe er noch einen Dampf abgibt. Auch geschieht hier die Verdampfung äußerst langsam, wovon das lange Fortbestehen des Wassertropfens ein Beweis ist. Es kann auch unter der convexen Fläche des kleinen Tropfens nur eine unbedeutende Menge Dampf's sich sammeln, und die Spannung dieser geringen Menge, als in offener Luft vergehend, kann auch nicht groß ausfallen. Es würde sich dann auch das Phänomen an solchen Flüssigkeiten, die erst in sehr hoher Temperatur kochen, also sehr dünne und wenig gespannte Dämpfe geben, nicht äußern kön-

nen, welches aber doch der Fall ist; denn Oel- und Quecksilber-Tropfen bestehen als solche auf erwärmten Flächen fort, obgleich sie von ihren Dämpfen weniger bewegt werden. Mit einer eisernen oxydirten, wenn auch stark erhitzten Fläche, verbindet sich ein darauf gebrachter Oeltropfen zwar gleich und fängt Feuer; auf einem glatten silbernen Schüsselchen hingegen verbleibt er vorher eine Weile in Kugelgestalt, bewegt sich auch, wird aber nicht herausgeworfen, wie ein Wassertropfen. Ein Ducaten wurde zu einem eben solchen Schüsselchen ausgetieft und erwärmt, und dann ein Quecksilbertropfen darauf gebracht; dieser rotirte kaum auf derselben Stelle, sprang jedoch, wegen seiner größeren specifischen Schwere und dünneren Dämpfe, nicht heraus, und verband sich ruhig erst nach der Erniedrigung der Temperatur mit dem Golde. Solche Abstofsungen können doch wahrlich nicht die dünnen Quecksilberdämpfe verursachen, und es bleibt hier zur Erklärung nichts als die directe Repulsion der erhitzten Fläche übrig. Die Wirkung der Dämpfe verbindet sich also nur mit der Repulsionskraft der erwärmten Fläche, und die erste ist gewifs nicht die einzige Ursache des Fortbestehens des Tropfens auf erwärmten Flächen, zu welchen er adhärirt, wenn sie kalt sind.

Es scheint mir hier noch nöthig einem Einwurfe vorzubeugen. Es ist nämlich bekannt, dafs beim Löthen, wenn das Löthmetall geschmolzen ist, der daraus gebildete Tropfen erst dann sich mit den zu löthenden Flächen verbindet, wenn auch diese erhitzt werden. Hier scheint also die Attraction, und nicht die Repulsion mit der Erwärmung zuzunehmen. Diefs ist aber nur scheinbar, und der eigentliche Grund davon ist dieser: Das geschmolzene Metall ist an den Punkten, wo es eine kalte Fläche berührt, nicht mehr flüssig, weil es hier einen Theil seiner Wärme verliert; es berührt also dieselbe wie ein anderer starrer Körper, und zwischen sol-

chen ist keine starke Adhäsion möglich. Verliert aber das Löthmittel seine Wärme, also auch seine Flüssigkeit bei Berührung der Flächen nicht, nämlich wenn diese selbst auch erwärmt werden, so findet die Verbindung statt. Die Löthflüsse, als Colophonium, Salmiak, Borax u. dergl. können, da sie selbst zuerst flüssig werden und an beiden Theilen adhären, die Verbindung noch erleichtern, scheinen dies jedoch vorzüglich dadurch zu thun, daß sie einen die Adhäsion hindernden Zwischenkörper, den Sauerstoff nämlich, indem sie die Metallflächen desoxydiren, beseitigen.

d) Daß zuletzt auch umgekehrt starre Körper durch Repulsion der flüssigen bewegt werden können, kann auch durch Beispiele gezeigt werden.

Wie ein erwärmter Docht nach allen Seiten die Flüssigkeits-Molecule gleich stark abstößt, also als gleicher Druck ringsherum wirkt, eben so muß er auch selbst durch ihren Gegendruck nach der entgegengesetzten Seite abgestoßen werden; er müßte also, wenn er auch beweglich wäre, dennoch in Ruhe verbleiben, weil die Wirkung der Action und Reaction sich ringsherum aufhebt. Könnte aber ein beweglicher Docht nur einseitig die Flüssigkeit, auf der er schwimmt, erwärmen, so müßte er, wenn unsere Voraussetzung richtig wäre, sich nach der entgegengesetzten Seite bewegen. Dies bestätigt sich auch wirklich. Man schneide aus Kork ein kleines flaches Parallelepiped so zu, wie der, ungefähr ein Viertel der Länge betragende Querdurchschnitt (Fig. 43 Taf. IV) zeigt, und bringe in die, der ganzen Länge nach fortlaufende Spalte *a* einen eben so langen Streifen grober Leinwand hinein, der als Docht *b* dienen soll. Setzt man nun das Ganze auf Oel, so schwimmt es darauf, und senkt sich so tief, daß seine Oberfläche *xx* an den Docht kommt, und diesen imprägnirt. Wird jetzt dieser schmale, aber lange Docht angezündet, so schwimmt das Kähnchen nach der der Flamme entgegengesetzten Rich-

tung fort, wie es der Pfeil anzeigt. Bringt man kahnförmig ausgehöhlte Korkstückchen, die mit Oel oder Talg angefüllt und mit einem kleinen Dochte versehen sind, auf's Wasser, und hat das durch den angezündeten Docht erhitzte Brennmaterial einen Abfluß in's Wasser, so schießt es hervor, und der Kork rückt jedesmal weit zurück.

Die angeführten Beispiele zeigen uns also, daß durch Wärmedifferenz zwischen den Moleculen der Flüssigkeit unter einander, wie auch zwischen ihnen und denen starrer Körper, Repulsionen stattfinden können, und es dringt sich hier unwillkürlich die Frage auf: ob dergleichen Repulsionen nicht auch unter bloß starren Körpern sich äußern könnten? Denn in solchem Falle wäre dies ein Analogon mit der Adhäsion der starren Körper unter einander, was, als noch durch eine unmerkliche Ferne bedingt, den Uebergang von der capillaren in die gewöhnliche als Schwere sich äußernde Attraction ausmacht. Wenn dem, auch in Hinsicht der Repulsion etwas Aehnliches entsprechen sollte, so könnte es auch nur zwischen den einander sehr genäherten Partikeln starrer Körper sich äußern, vorzüglich aber zwischen den feinsten Pulvern, und zwar solchen, die durch hohe Temperatur sich chemisch nicht verändern können. Wirklich will Adams bemerkt haben, daß die leichte, fein gepulverte, ungleich in einem Tiegel aufgehäuften Kieselsäure, wenn dieser erhitzt wird, anstatt sich in der anfänglichen Lage zu erhalten, eine horizontale Oberfläche annimmt, und in eine Bewegung geräth, die vollkommen der einer Flüssigkeit gleicht. Dieses deutet nur auf eine unter den kleinsten Theilchen entstandene Repulsion hin, wodurch sie in einem geringen Abstände von einander, so wie Flüssigkeits-Moleculen, entfernt gehalten werden (Berz. Jahresb. No. 16 S. 24). Auch hat Powell (Poggend. Annal. Bd. XXXIV S. 636) bemerkt, daß, wenn man eine erwärmte Glaslinse auf eine ebenfalls erhitzte Glasfläche hinlegt, der Abstand der gewöhnlichen Newton'schen



Farbenringe um den Contactpunkt mit dem Abkühlen der Gläser zunimmt, was darauf hindeutet, daß der Abstand der erkalteten Gläser abnimmt.

Diese Phänomene mögen nun auf, durch erhöhte Temperatur hervorgebrachter, Repulsion beruhen; ich muß aber gestehen, daß eine solche, zwischen starren oder selbst flüssigen Körpern, wenn sie nur so weit von einander entfernt waren, daß eine capillare Adhäsion nicht mehr stattfand, mir nicht gelungen ist. Einen im Röhrchen eingesperreten Quecksilbertropfen konnte ich durch einseitiges Erwärmen des Rohrs, wie ich diess schon oben bemerkte, nicht von der Stelle bringen, was doch so leicht mit einem an der Wand adhären den Oeltropfen gelingt. Einen mit *Lycopodium* bestreuten, an einer verticalen Metallwand seitwärts anliegenden, aber nicht adhären den Wassertropfen, konnte ich durch Erwärmung dieser Wand auch nicht im Mindesten bewegen. In den angeführten Beispielen konnte aber doch der Abstand der Pulverpartikel durch eine große Vertheilung, und der Linsen durch Druck, so klein geworden seyn, daß er die Repulsion schon möglich machte. Man hat aber, nicht einsehend, daß diese Phänomene, durch unmerkliche Ferne bedingt, der Capillarität angehören, selbst in großen Entfernungen sie hervorbringen wollen. So wollte Fresnel (*Annal. de chimie*, T. XXIX p. 57) eine Bewegung im Abstände, der viele Linien betrug, aus derselben Ursache, wie die des Tropfens am erhitzten Drahte, wo doch das adhären de Wasser denselben gar nicht verläßt, herleiten. Er hing eine sehr feine Magnetnadel an einen Faden von ungesponnener Seide, befestigte an einem Ende ein Glimmerblatt und am andern ein Blatt von Flittergold. Auf einen festen Fuß wurde ein anderes Blatt von demselben Messing gestellt, und diese Vorrichtung unter die Luftpumpe gebracht. Nach Auspumpung der Luft wurde der Apparat so gedreht, daß ein Blatt durch die magnetische Direction

der Nadel zu dem Messingblatte geführt und durch einen gelinden Druck daran gehalten wurde. Als alles in dieser Ordnung war, liefs er durch ein Brennglas entweder das fixe oder das bewegliche Blatt erhitzen, die sogleich von einander sprangen, und durch fortgesetzte Hitze in einem Abstände von einem Centimeter von einander gehalten werden konnten. Während des Abkühlens näherten sie sich einander langsam wieder. Das Glimmerblatt schien weniger weit abgestofsen als das Metallblatt. Als die Luft allmählig hineingelassen und der Versuch bei verschiedenem Drucke angestellt wurde, blieb das Resultat dasselbe.

Man hat damals die Bedingung des Erfolgs des Librischen Versuchs, nämlich die unmerkliche Ferne der gegenseitig auf einander einwirkenden Körper, so weit übersehen, dafs man sie wirklich befähigt glaubte, auch noch in grofsen Entfernungen solche Repulsionen auszuüben, wie eben der Fresnel'sche Versuch zeigt. Selbst der berühmte und hochgeachtete Verfasser der Jahresberichte über die Fortschritte der physikalischen Wissenschaften, dem ich die Beschreibung des obigen Versuchs entlehnte, sagt: (No. 6 S. 60) «Eine nähere Ausmittlung dieser Frage ist von der gröfsten Wichtigkeit. Wenn es sich bestätigt, dafs die Gravitation der Körper zu einander auf irgend eine Weise durch die Temperatur modificirt wird, Welch neuer Stoff zum Nachdenken über das Verhältnifs zwischen den Himmelskörpern und ihren relativen Temperaturen.» Pouillet zeigte aber später (Berzel. Jahresb. No. 9 S. 43), dafs, obgleich diese Erscheinungen beim Fresnel'schen Experiment in verdünnter Luft hervorgebracht werden, sie doch nur von dem Luftstrome herrühren, den die Erwärmung verursacht, indem sie eine Circulation in dem verschlossenen Raume hervorbringt, wodurch Attraction und Repulsion zu entstehen scheinen. Ein im oberen Theile der Glocke an einem Haare aufgehängter Strohhaln wurde abgesto-

fsen, und ein anderer im unteren Theile wurde angezogen, wenn eine Stelle der Glocke zwischen ihnen erwärmt wurde; sie wurden zu einer Art Windfahne für den in der Glocke erregten Strom von verdünnter Luft. Seit Pouillet's Versuchen schien die ganze Sache über Repulsion durch einseitiges Erwärmen aufgegeben zu seyn und gerieth in Vergessenheit, so, als ob dieser Versuch auch dem von Libri einen vernichtenden Schlag beigebracht hätte. Dafs aber dieses nicht der Fall ist, glaube ich bewiesen zu haben, indem, durch Aufdrücken des capillaren Charakters, dieser Repulsion, als Wirkung in unmerkliche Ferne, eine enge Gränze angewiesen worden ist, und sie dadurch von den andern blofs scheinbaren unterschieden, als eine wirklich primäre innerliche, und nicht erst durch Luftbewegung hervorgebrachte gesichert wird.

Demnach kann die an die Molecule gebundene Wärme nur in den continuirlichen oder dicht an einander adhären den tropfbarflüssigen und starren Massen als eine der Attraction entgegenwirkende Kraft betrachtet werden; wo diese beiden Kräfte zusammen abgesonderte Massen hervorbringen, aus deren Anhäufung die besonderen Himmelskörper hervorgehen, kann wohl, wegen der weiten Entfernung, die im Quadratverhältnisse abnehmende Attraction der Molecule noch mit Erfolg wirken, nicht aber die in gröfserem Verhältnisse abnehmende Repulsionskraft ihrer Atmosphären. Nur noch im äufserst verdünnten Zustande, als eine strahlende, als oscillirende könnte vielleicht Wärme die Zwischenräume der Himmelskörper durchdringen, wodurch aber schwerlich ihre Gravitation influencirt wird. Eine andere Kraft, die aus ihren Rotationen hervorgehende centrifugale, mufs hier der Attraction der Gesamtmassen entgegenwirken; erst wo diese es zu thun aufhört und eine gröfsere Annäherung der früher entfernten Massen veranlafst, verhindert die capillare Wärme ein gänztliches Zusammen-

kommen ihrer Molecule. Wie aber derselbe Erfolg, wie Ausdehnung, Veränderung des Aggregatzustandes und Gefühl der Wärme, einmal durch den unmittelbaren Uebergang des Agens, der Wärmeetome nämlich, das andere Mal durch einen bloßen Anstofs desselben, durch Oscillation, erregt werden kann, gehört freilich zu den noch unerklärten Dingen, und man kann hier immer, so wie Berzelius, bei Gelegenheit der Anzeige der Theorie von Laplace (Jahresb. No. 3 S. 54), sich wundern »in einer physisch-chemischen Darstellung den Gefährten des Lichts, die Wärme (mit Laplace), in der Theorie als einen Körper aufgenommen zu sehen.« Aber diese Verwunderung muß sich bei Anschauung der Phänomene der Maschinenelektricität, der Hydro-, Thermo- und Magneto-Elektricität wiederholen, wo chemische, mechanische und scheinbar bloß dynamische Erscheinungen abwechseln, wo allenthalben Licht- und Wärme-Thätigkeiten, die Melloni aber selbst als Schwingungsagentien unterscheidet, bald gegen die Schwere zu wirken, bald mit groben Massen nichts Gemeinschaftliches zu haben scheinen, bald als etwas besonderes Bewegtes, bald als die Bewegung selbst uns vorkommen. Es kann diesem jedoch immer nur ein Körper zum Grunde liegen; denn Bewegung ohne ein Bewegtes ist eine Unmöglichkeit. Es könnten also die Wärmeetmosphären der Molecule nichts anderes als dasselbe verdichtete Agens seyn, das den Weltraum als Aether anfüllt und durch seine Oscillation die Strahlung hervorbringt, hier aber so dünn vertheilt seyn mag, daß es, bei dem in der Einleitung schon bemerkten Gay-Lussac'schen Versuche, aus der Torricellischen Leere nicht verdichtet und am Thermometer nicht angezeigt werden konnte.

2) Repulsionen, die durch Contact gleich erwärmter Körper hervorgebracht werden.

Dergleichen Repulsionen, wie sie durch eine äussere thermometrische Wärmedifferenz hervorgebracht werden, könnten wohl, wie schon angedeutet wurde, zwischen heterogenen Körpern auch bei gleichen Temperaturen stattfinden; denn nicht die freie thermometrische Wärme bringt unmittelbar das Phänomen hervor, sondern im Allgemeinen die Ungleichheit der Wärmeatmosphären, die ja grösstentheils durch latente Wärme gebildet werden, also in den verschiedenartigen Körpern mit der freien nicht gleich proportional, sondern auch bei gleichen äusseren Temperaturgraden der Intensität nach sehr ungleich seyn müssen. Ich sah mich also um, eine Flüssigkeit aufzufinden, die eine Abstossung in hohem Grade hervorzubringen verspräche, um an ihr diesen Vorgang zu studiren. Sie konnte nur unter denjenigen Substanzen gefunden werden, deren Repulsion so gross ist, dass auch Wegnahme grosser Quantitäten von Wärme ihre Molecule doch nicht so dicht an einander bringen könnte, dass die Attraction sehr überwiegend würde; mit einem Worte, die durch Kälte schwer zur Erstarrung zu bringen wären. Hier dringt sich der Alkohol gleich auf. Diese Flüssigkeit konnte selbst durch die sich schnell verflüchtende feste Kohlensäure in Thilorier's Versuche nicht erstarren, obgleich sie schon mehr als 90° unter dem Wassergefrierpunkte erzeugte. Die schwache Attraction der Alkohol-Molecule unter einander zeigt sich auch direct in den Adhäsionsversuchen, und dadurch, dass er, ungeachtet seiner Leichtigkeit, doch verhältnissmässig weit weniger als Wasser in capillaren Röhrchen aufsteigt. Auch andere Eigenschaften sprechen für grosse Repulsionskraft im Alkohol, wie die grosse, selbst unter die fetten und ätherischen Oele fallende specifische Schwere, der niedrige Siedgrad und die leichte Verdampfung. Dem Alkohol kommt am nächsten der so sehr flüchtige Aether,

der zwar schon bei  $30^{\circ}$  erstarrt, aber auch  $30$  und einige Grade niedriger als Alkohol kocht, aus welchem Grunde auch schon seine Dämpfe, da sie dichter und gespannter sind, einen sichtbaren Einfluss ausüben könnten. Diese Flüssigkeiten verhielten sich auch gegen gleich warmes Wasser und andere Flüssigkeiten in allen Stücken wirklich so wie andere, im Fall sie vorher stark erwärmt wurden. Wir werden dieß an einer mit dem eben beschriebenen Phänomen parallel laufenden Reihe von Versuchen sehen.

Wie ein auf eine kalte Wasserfläche gelassener erwärmter Oeltropfen, eben so breitet sich ein kalter Alkoholtropfen darauf aus; da aber Alkohol, indem er sich mit Wasser mischt, darin bald vergeht, so dauert auch die Erscheinung nur eine kurze Weile. Schaut man aber auf eine Wasserfläche, die in einem Weinglase gleich hoch mit seinem Rande steht, gegen das Licht schief hinein, so erkennt man schon an der Kreislinie den flachen, sich geschwind verbreitenden, auf allen Punkten zitternden, dann eben so geschwind sich verkleinernden und zuletzt ganz verschwindenden Tropfen. Die Mischung des Alkohols mit dem Wasser geschieht, wie die Bewegung es anzeigt, nur mit Ueberwindung eines Hindernisses, welches nur das des Abstossens seyn kann, wie dieß die dem Kochen ähnliche Aufwallung zeigt. Schaut man, während ein Tropfen Alkohol auf's Wasser gebracht wird, die Wasseroberfläche durch die Glaswand von unten an, so sieht man, wie der Alkohol in unzähligen, sich schlängelnden feinen Fäden in's Innere der Wassermasse einzudringen strebt, die aber darinnen, indem sie sich am Ende doch mit dem Wasser mischen, wie durch Abreißen verschwinden. Diese Bewegung geschieht augenscheinlich nicht durch die Schwerkraft, die doch den specifisch leichteren Alkohol im Wasser nicht sinken machen kann. Bestreut man die Wasserfläche mit geraspelttem Kork und bringt einen Tropfen Alkohol in die Mitte,

so laufen die Korktheilchen in der Runde Zoll weit auseinander und kehren wieder zurück, augenscheinlich in Folge des Auseinanderbreitens und Wiederzusammenziehens des Tropfens. Der ersten Hälfte der Erscheinung kann also nur dieselbe Ursache wie beim erwärmten Oeltropfen zu Grunde liegen, nämlich eine durch Abstoßung des Wassers an der Peripherie immer weiter gehende Ausbreitung des Tropfens selbst, der beim Alkohol aber, wegen seines stufenweisen Abgangs, immer kleiner wird und zuletzt ganz aufhört, was die andere, ihm eigenthümliche Hälfte der Erscheinung ausmacht.

Ein hierher gehörender Versuch ist lange bekannt, den man aber anders und irrig deutet. Legt man nämlich auf eine flach, ungefähr eine Linie hoch, über eine Glasfläche ausgebreitete Wasserschicht einen Alkoholtropfen auf, so geht das Wasser an dieser Stelle bis auf den festen Grund aus einander. Man hat dieses so erklärt, als wenn der Alkohol zum Glase eine größere Attraction, oder Verwandtschaft, oder, wie es Andere haben wollen, eine größere Adhäsion als das Wasser hätte, das Wasser also davon wegtriebe, um selbst dahin zu gelangen. Der Versuch gelingt aber auf allen Flächen, z. B. Metall-, wie auch Holz-, Kork- oder Wachsflächen; das im Grunde des Wassers Liegende ist also hier gleichgültig. Dann könnte aber auch solche in Linien weiten Abständen sich äufsernde Anziehung keine capillare Attraction, keine Adhäsionskraft, keine Verwandtschaftskraft seyn, weil alles dieses nicht in Distanz wirkende Kräfte sind. Der Einfluß kann hier also nur von den sich unmittelbar berührenden Körpern ausgehen, also nur zwischen Alkohol und Wasser stattfinden. Augenscheinlich stoßen hier die Alkoholttheilchen das Wasser ab, die nach unten in Fäden vorschießenden Ströme gewinnen den Boden, adhäriren daran und treiben das Wasser davon ringsherum weg, bis zuletzt, in Folge des Verschwindens des Alkoholtropfens, das Wasser, durch seine

eigene Schwere getrieben, auf seine frühere Stelle zurückkehrt.

Uebrigens weisen solche Abstosungskraft des Alkohols folgende Versuche direct nach: Gießt man Wasser in einen flachen Löffel, eine Untertasse oder ein Uhrglas und läßt einen Tropfen Alkohol am Rande hineinfließen, so stößt er bei seiner Ankunft am Wasser dasselbe einige Linien weit ab, so daß das Wasser wie Quecksilber mit einem convexen Rande eine Weile stehen bleibt, und einem Theile des Alkohols immer noch den Abfluß erschwert, bis es nach dem endlichen Vermischen seine frühere Lage und Adhäsion mit dem Gefäße wieder gewinnt. Daß dieser Erfolg hier durch directe Abstosung des Wassers, und nicht etwa einzig und allein durch eine zur Wasseradhäsion durch Alkohol wie durch Talg unfähig gemachte Fläche eintritt, erhellt schon daraus, daß derselbe auch dann stattfindet, wenn man den Alkoholtropfen nicht am Rande, sondern ein Paar Linien weit davon hineinläßt. Ein an einem horizontal gehaltenen Streifen hängender Wassertropfen wird, wenn man einerseits einen Alkoholtropfen dazu fließen läßt, wie im Libri'schen Versuch, durch Erwärmung weiter fortgeschoben; denn auch hier befinden sich die Alkohol-Molecule *ab* (Fig. 41 Taf. IV) in weiteren Abständen als die Wasser-Molecule *cd*, wodurch diesseits stärkere Repulsion, jenseits aber, am Wasserrande, relativ größere, also überwiegende Attraction wirkt. Alkohol in ein horizontal gelegtes Röhrchen, worin ein ruhendes Wassersäulchen sich befindet, in ganz kleinen Quantitäten so hineingelassen, daß er selbst nicht zusammenfließt, treibt das Wasser eben so fort, wie dies die einseitige Erwärmung (Fig. 42 Taf. IV) es thut. In dem einen Schenkel eines über ein Millimeter im Durchmesser haltenden U förmig gebeugten Röhrchens, worin das Wasser also gleich hoch steht, lasse man einen kleinen Tropfen Alkohol an der Wand herabfließen; sobald



dieser das Wasser berührt, fällt dasselbe gleich, und steigt im andern Schenkel weit höher als die ganze Menge Alkohol beträgt. Stellt man ein, ein Millimeter weites Röhrchen in ein mit Wasser angefülltes Glas, so steigt das Wasser in demselben über das äussere Niveau; läßt man jetzt Alkohol an der Wand hinabfliessen, so fällt in dem Augenblicke, wie man den Alkohol an der Wasseroberfläche ankommen sieht, dasselbe herab. Es fällt anfänglich fast bis auf das äussere Niveau, was also weit mehr beträgt, als die Höhe, zu welcher in demselben Röhrchen reiner und desto mehr mit Wasser innig vermischter Alkohol über sein anderes Niveau steigen würde. Diese Erscheinung läßt sich nur durch die Annahme erklären, dafs die von  $x$  nach  $z$  (Fig. 44 Taf. IV) niedergedrückte concave Wasseroberfläche durch die von der Peripherie, wo der Alkohol anhängt, ausgehende abstossende Einwirkung, wegen des nicht augenblicklichen Vermischens, sich in eine, für's Auge freilich unsichtbare, der Dichtigkeit nach aber doch existirende convexe Schicht  $s$  verändern, die mit ihrem Druck nach unten, dem Zuge der concaven Alkoholfläche  $z$  nach oben entgegen wirkt und die Herabdrückung im Ganzen noch vermehrt. Nach einer Weile, wenn die innigere Vermischung stattfindet, hebt sich auch das Niveau etwas. Dieses wäre also eine zusammengesetzte, sich nicht gleich aufhebende repulsiv-attractive Wirkung.

Wegen ihrer Repulsionskraft müßte eine Alkoholfläche einen Wassertropfen, so wie eine erwärmte, schwebend in seiner Kugelgestalt erhalten. Diesem ist aber der grofse Unterschied des specifischen Gewichts entgegen; denn bringt man einen Wassertropfen auf eine Alkoholfläche, so sinkt er gleich unter. Unterstützt man ihn aber etwas, wie diefs ja auch bei erhitzten Flächen geschehen muß, so thut der Alkohol das Uebrige, er erhält ihm seine Kugelgestalt. Man giefse auf eine horizontale Glasfläche eine Linien dicke Schicht Alkohol,

und setze einen kleinen Tropfen Wasser darauf, so behält er lange seine Kugelgestalt, bevor er durch's Vermischen mit Wasser sich langsam abflächt und dann ganz vergeht. Auch Bewegungen starrer Körper können durch die hier erwähnte Repulsion erfolgen. Lässt man ein schief zugeschnittenes Stück Kork auf Wasser schwimmen, worauf man einen Tropfen Alkohol bringt, so schwimmt es, sobald der Alkohol das Wasser erreicht, in der entgegengesetzten Richtung mit großer Schnelligkeit fort. Und bringt man auf einen kalten, auf Wasser schwimmenden Oeltropfen einen kleinen Alkoholtropfen, so wird, wenn dieser an der einen Seite in's Wasser abfließt, der Oeltropfen nach der entgegengesetzten fortgeschleudert, so daß er in viele kleinere zerreißt, die erst später langsam wieder zusammenfließen.

Alle diese Versuche zeigen also, daß Alkohol und Wasser, bevor sie sich ganz mit einander vermischen, sehr stark abstofsen. Diefes findet nicht nur an der Gränze ganzer an einander in Contact kommender Massen, sondern selbst auch dann noch statt, wenn sie schon in einander gerathen, wie man dieses an den besonderen, ungleich dichten, und das Licht auch ungleich stark brechenden Strömen als feinen Fäden erkennt. Erst wenn die Mischung ganz gleichförmig wird, z. B. durch Schütteln, hört die Abstofsung auf, und es findet selbst jetzt in dem Gemische eine innigere Vereinigung statt, als sie früher in beiden besonderen Flüssigkeiten war, was sich dadurch anweist, daß die gemeinschaftliche Flüssigkeit sich verdichtet, latente Wärme frei wird, und der Alkohol dem Wasser entzogen werden kann als auf chemischem Wege, oder dadurch erst, daß das Gemisch in Dämpfe verwandelt wird, die als ungleich flüchtig durch Erkaltung in verhältnißmäfsig ungleichen Mengen abge sondert werden. Mit welchem Widerstreben sich der Alkohol mit dem Wasser vermische, zeigen vorzüglich folgende Versuche. — Bringt man einen Tropfen Was-

ser in ein 6 bis 8 Millimeter weites und horizontal gelegtes Glasröhrchen, so nimmt er darin die Form  $x$  (Fig. 45 Taf. IV) an; bringt man aber an die Stelle  $a$  einen Tropfen Alkohol, so treibt dieser den Wassertropfen, indem er ihn vorn abrundet, weiter hin; zugleich sieht man, wie die Alkoholströme sich in Fäden bis an die obere Wassersfläche  $s$  hinaufziehen, wodurch zuletzt der Tropfen hier auch abreißt, das Ganze  $z$  aber noch weiter fortrückt. Hier sieht man, wie die Vermischung des Alkohols mit Wasser, obgleich er sich damit in allen Proportionen vereinigt, doch nicht das Werk eines Augenblickes ist. Hält man ein ungefähr 2 Millimeter weites, mit Wasser angefülltes Haarrohr frei und vertical, nimmt den unten anhängenden Halbtropfen ab, und setzt statt dessen einen Alkoholtropfen an, so sieht man, wie der Alkohol mitten im Wasser sich in einem feinen Faden (Fig. 46 Taf. IV) langsam hinaufschlängelt, und erst, wenn man ihn die Oberfläche des Wassers erreichen sieht, fällt die Wassersäule augenblicklich fast um die Hälfte ihrer Höhe herab. Schon während des Hinaufziehens in der Mitte der Flüssigkeit müssen augenscheinlich die kleinen Alkoholmengen das Wasser nach allen Seiten ringsherum gleich stark abstoßen; es kann aber eben deswegen sich nach keiner Seite hin bewegen, sein Niveau bleibt also ruhig stehen, und der Alkohol, als specifisch leichter, steigt nur auf im Wasser. Kommt er aber auf ihrer Oberfläche an, so kann er nur einseitig wirken, und das Wasser wird dann schon hinabgedrückt. In einem, 1 Millimeter im Durchmesser haltenden Röhrchen sind dazu mehr als 3 Secunden, in einem,  $\frac{1}{2}$  Millimeter habenden mehr als 12 Secunden nöthig, in einem noch engeren weit mehr, und in ganz engen kommt es gar nicht zu Stande; gegen das Licht gehalten, sieht man darin keine Fäden mehr aufsteigen. Ich habe vertical hängende, mit Wasser gefüllte Haarröhrchen, von ungefähr  $\frac{1}{10}$  Millimeter im Durchmesser,

Stunden lang beobachtet, den unten hängenden und verdampfenden Alkoholtropfen fortwährend durch neue ersetzt, und nicht bemerkt, daß das Wasser-Niveau, so wie bei weiteren Röhren, augenblicklich herabschoß; nach langer Zeit hatte es sich etwas unmerklich gesenkt, und ich glaube dieß daraus zu erklären, daß sich Alkohol in dem am Ende des Röhrchens hängenden Tropfen mit Wasser mischt, und als solches leichteres Gemisch hinauf kommt, wo es, wie bekannt, eine kürzere Säule als das Wasser bildet.

Diese Versuche berechtigen, glaube ich, zu dem Schlusse, daß Alkohol einen neben dem Wasser unvermischt und, besonders fließenden Strom nur in einem nicht zu engen Kanale bilden kann; wohl zu verstehen, einen im stehenden Wasser fließenden Strom; denn für sich besonders und allein können sowohl reiner Alkohol, als mit Wasser vermischter, so wie auch reines Wasser, in weit engere Haarröhrchen, sowohl capillar hineinsteigen, als auch durch solche fließen, wenn sie als communicirende Kanäle angewandt werden. Es wurden die beiden weiten Glasröhre *ab* (Fig. 47 Taf. IV) durch ein ganz enges Haarröhrchen *x* verbunden, und brachte man nun in einen Schenkel Wasser oder Alkohol, so floß die Flüssigkeit so lange in den andern, bis beide Niveaus gleich wurden; und wurde in einen Schenkel Alkohol, in den andern Wasser gebracht, so floß bei der geringsten Neigung die höher stehende Flüssigkeit in das andere Gefäß hinab. Ein Erheben dieser oder jener Flüssigkeit gegen das hydrostatische Niveau wurde auch nach längerer Zeit nicht bemerkt, und die Flüssigkeiten schienen, sehr lange in diesem Contact stehend, in keine Vermischung einzugehen, wenn sie nicht durch den hydrostatischen Druck gezwungen wurden, eine zur andern hinüberzugehen.

Es dringt sich hier unwillkürlich die Frage auf, ob die eben betrachteten Repulsionswirkungen beim Hervor-

vor-

vorgehen der Dutrochet'schen Ex- und Endosmose-Erscheinungen nicht mitwirken? denn wie bekannt, bringen dieselben Alkohol und Wasser besonders stark hervor. Nach dem Vorhergehenden müßte aber der Alkohol das Wasser durch die Kanäle vor sich her treiben; der Versuch zeigt aber, daß dies nur in Kautschuckblasen, in thierischen aber umgekehrt stattfindet. Gießt man Wasser in ein Glas und in ein unten mit thierischer Blase verbundenes Glasrohr, das darin steht, Alkohol bis zu demselben Niveau ein, so steigt die Flüssigkeit im Röhrchen, und fällt, wenn die Flüssigkeiten gewechselt werden. Die Bewegung geschieht hier also in der Richtung vom Wasser nach dem Alkohol, also gegen die specifisch leichtere Flüssigkeit, wie nach gewöhnlichen hydrostatischen Gesetzen. Dieser Erfolg könnte aber, wie die meisten, ein zusammengesetzter seyn; der Unterschied der specifischen Schwere könnte die Bewegung vom Wasser nach dem Alkohol, die Repulsion des Alkohols aber eine umgekehrte determiniren, und wir hätten vielleicht nur das Ueberwiegende vor uns im Phänomen. Um dieses zu erfahren, müßte man eine wirkende Ursache von der andern sondern, indem man die Versuche in horizontal liegenden Röhren vornähme. In ein winkelförmig gebogenes, ein Paar Linien weites Rohr wurde ein Tropfen Quecksilber  $x$  (Fig. 48 Taf. IV) eingebracht, und dasselbe fast horizontal, mit dem Winkel nur etwas niedriger gelegt, damit der Metalltropfen, durch seine Schwere, nicht leicht hin und her laufe. Dann wurde in ein Ende das Wasser  $b$ , in das andere der Alkohol  $a$  bis zu der auf dem Glase gezeichneten Linie hineingelassen; alsbald verlängerte sich die Wassersäule zusehends um einige Millimeter, wobei ihr Niveau unregelmäßige Oscillationen machte. Es dringt hier also der Alkohol zwischen der Glaswand und dem Quecksilber durch, und treibt auch so das Wasser fort. Auf welche Weise geschieht dies aber? Nach dem, was

bei Erklärung der 44sten Figur gesagt wurde, könnte es wirklich eine repulsiv - attractive capillare Kraft seyn, nämlich die sich berührenden, wegen der Repulsion sich aber nicht gleich mischenden, dadurch jedoch verschiedenen gekrümmten Flüssigkeiten, könnten rückwärts auf sich selbst wirken. Das an der Berührungsfläche mit dem Alkohol zusammentreffende Wasser, als dichtere und nicht augenblicklich mit ihm vermischbare Flüssigkeit, müßte gegen denselben die Convexität  $s$  (Fig. 48 Taf. IV) bilden, im Alkohol also eine Concavität abformen, wodurch also das Wasser durch den Druck seiner Krümmung sich zurückzöge. Aber auch in den engen Raum, zwischen Glas und Quecksilber angelangt, müßte die Wasserconvexität, dieselbe Wirkung thun. Auch selbst diesseits des Quecksilbers angelangt, muß immer noch die dichtere Wasserconvexität  $z$  sich bilden, die, obgleich sie vorrückt, durch Mischung doch so abnimmt, daß, ungeachtet die Wassersäule sich verlängert, die Convexität immer an derselben Stelle  $z$  verbleibt, wo sich der Alkohol aus dem engen in den weiten Kanal ergießt. Es ist hier also eine fortdauernd, einseitig von  $a$  nach  $b$  wirkende capillare Kraft vorhanden; denn der an beiden Enden der Alkoholsäule, aus seinen umgekehrt gestellten Concavitäten  $a$  und  $z$  in entgegengesetzter Richtung hervorgehende Zug hebt sich auf; die obere Wasserconcavität  $b$  und die untere Wasserconvexität  $z$  ziehen und drücken die Säule aber nur nach einer und derselben Richtung, müssen sie also wirklich bewegen, und dann die Alkoholsäule nach sich ziehen. Das Oscilliren der Wasserfläche  $b$  kommt aber daher, daß ein Ueberschuß von noch unvermischem Alkohol oben an der Wand bis an's Ende dann und wann ankommt, und hier einen, die Säule deprimirenden Stofs ausübt. Man sieht dieses augenscheinlich, wenn von ungefähr Luftbläschen sich mit dem Alkoholstrome verbinden; denn jedesmal, so wie ein solches an der Oberfläche ankommt,

fährt diese zurück und Alkoholfäden werden sichtbar. Aus dem ganzen Versuche folgt also, daß der Alkohol das Wasser wirklich vorwärts drückt; und stellt man das horizontal liegende Röhrchen (Fig. 48 Taf. IV), nachdem dieses Vorrücken schon anfang, vertical auf, so kehrt sich die Richtung der Bewegung um, woraus wieder folgt, daß jetzt auch das hydrostatische Gesetz sich geltend macht, und die schwächere ihm entgegenstrebende capillare Wirkung verwischt.

Schiebt man in die Mitte eines geraden, ein Paar Linien weiten Röhrchens einen aus Schreibpapier, nicht zu dicht zusammengerollten (nicht zerknitterten) eng passenden, 2 bis 3 Linien langen Pfropfen hinein, den man an beiden Seiten mit einem Rasirmesser gerade abschneidet, und läßt man in dasselbe, horizontal liegend, einerseits Alkohol und andererseits Wasser hinein, so verlängert sich auch hier zusehends die Wassersäule. Die Kanäle zwischen den Papierwänden wirken also wie die zwischen dem Glase und Quecksilber. Ein aus Goldschlägerhäutchen, eben so, wie der vorige zugerichteter Pfropfen, wirkt auch eben so, und auch hier, zwischen seinen genäherten Flächen, geht die Strömung, wenn das Röhrchen horizontal liegt, in der Richtung vom Alkohol zum Wasser. Es dringt sich hier jedoch die Frage auf, ob die Bewegung auch quer durch das Häutchen, in derselben Richtung ginge, wenn es der einseitigen Wirkung der Schwere nicht ausgesetzt wäre, also in horizontaler Lage stattfände? Ein an einem Ende *a* (Fig. 49 Taf. IV) mit einem Goldschlägerhäutchen überbundenen Glasrohr wurde in der Axe eines an einem Ende *b* verschlossenen größeren, durch eingepresste kleine Korktheilchen *cc*, die aber den Eingang nicht ganz versperrten, fixirt, und Wasser in das eine, Alkohol in das andere, bis zu einem Zeichen hineingelassen, und — die Strömung fand umgekehrt, nämlich vom Wasser zum Alkohol, statt, also schon eben so, wie sie auch in verti-

caler Lage sich äußert. Die Poren des Häutchens wirken also nicht so wie die durch Zusammenlegung, von den Flächen desselben Körpers gebildeten Kanäle. Sollte hier nur die für eine Flüssigkeit grössere Enge derselben die Ursache davon seyn, so daß zwar Wasser, nicht aber Alkohol, oder wenigstens die eine eher als die andere Flüssigkeit eindringe? Warum ginge aber dann Alkohol wieder eher als Wasser durch die Kautschuckporen? Es muß also hier noch der aus ihrer chemischen Natur hervorgehende Unterschied der Adhäsion mitwirken, wofür auch das spricht, daß, wie bekannt, nach Sömmerring's Erfahrung, thierische Häute auch schon Gase und Dämpfe, und zwar Wasser-, nicht aber Alkoholdämpfe leicht durchlassen, was die Kautschuckhäute, nach Mitchell (Berzel. Jahresb. No. 12 S. 56), umgekehrt thun.

Bei solchen einseitigen, eher durch die eine als durch die andere Flüssigkeit erzwungenen Durchdringungen kann aber die Bewegung nicht mehr so, wie das früher an der 48sten Figur erklärt worden ist, erfolgen; denn jetzt wird das vor sich Hindrängen des Wassers durch den Alkohol unmöglich, sobald der letzte die für ihn zu engen Poren nicht passiren kann, und der ganze gegenseitige Einfluß kann nur an der Oeffnung und nicht in der Tiefe des Kanals stattfinden. Die in eine Pore überwiegend eindringende und sie ausfüllende Flüssigkeitssäule  $x$  (Fig. 50 Taf. IV), sollte sie sich auch nicht augenblicklich mischen und mit einer Ebene  $aa$  gegen die andere Flüssigkeit  $z$  enden, müßte sich doch immer, während des nachherigen Vermischens, durch ihren Abgang in die Cencavität  $aca$  verändern, und der andern  $z$  eine Convexität aufdringen, wodurch einerseits ein Druck der Flüssigkeit  $z$  auf sich selbst, andererseits ein Zug der Flüssigkeit  $x$  gegen  $z$ , also im Ganzen eine Strömung beider Flüssigkeiten von  $x$  nach  $z$  entstände. Auf diese Art muß, ohne Rücksicht auf Repulsions- und Dichtigkeitsunterschied, die die Pore leichter durchdrin-



genden Flüssigkeit, durch die andere ausgespült und in Concavität verändert, sie auch vor sich hintreiben, und also durch die Kautschuckblase der Alkohol das Wasser und durch die thierische das Wasser den Alkohol, obgleich es von ihm abgestoßen wird, fortbewegen. Wie bekannt, treibt auch reines Wasser eine Zuckerauflösung, obgleich diese specifisch schwerer ist, in die Höhe; hier kann, wegen seiner Zähigkeit, das Zuckerwasser nicht so leicht wie reines Wasser in die Pore eindringen, jedoch so viel, daß es die Convexität *aca* bildet, wodurch das Gleichgewicht fortwährend gestört wird. Auf dieselbe Art müssen Milch, Gummi arabicum u. dergl. wirken. Es mögen übrigens vielleicht auch noch andere Kräfte, selbst Elektricität, mitwirken, durch welche, wie bekannt, verschiedene Materien durch Häute mit bewegt werden, obgleich Dutrochet während solcher Vorgänge keine merkbaren Zeichen am Galvanometer finden konnte. Ob das Organische nicht in manchen Fällen mitwirke, ist nicht erwiesen; so viel ist aber gewiß, daß organische Häute sich, nach Dutrochet, durch dünne Schieferblättchen mit demselben Erfolge vertreten lassen. Auch Poisson hält diese Phänomene für capillare (*Nouvelle Théorie de l'action capillaire*, p. 296). Nach ihm sollten auch die zusammenstossenden Flüssigkeiten, in der gemeinschaftlichen Berührungsfläche, eine mehr concav, die andere mehr convex werden, was die eine einseitige Bewegung hervorbrächte, und die Möglichkeit davon wird noch mathematisch bewiesen. Es könnten aber doch am Ende nicht alle solche Bewegungen allein aus der capillaren Wirkung hervorgehen, eben so, wie das Anschwellen der Stricke und des Holzes durch eindringendes Wasser, was auch Alle als Beispiel der Capillarität anführen, doch nicht daraus erklärlich ist; denn die, die Holzkanäle nicht ganz ausfüllenden und also concav sich endenden Wassersäulchen müßten ja die Wände einander nähern, könnten also das Ganze

nicht erweitern; und wenn das Wasser die Kanälchen ganz ausfüllt, was auch zuletzt immer eintritt, so können diese auch jetzt nur als communicirende, nicht aber als capillare Röhren wirken. Eben so können die capillaren Gefäße der lebenden Pflanzen und Thiere nicht capillar wirken, weil sie immer voll angefüllt sind, ihre Flüssigkeiten also der gekrümmten Endoberflächen entbehren, aus welchen doch die capillare Attraction allein nur hervorgehen kann.

Der Aether verhält sich so wie Alkohol, jedoch mit dem Unterschiede, daß er eine noch größere Kraft ausübt; er stößt selbst den Alkohol ab. Läßt man nämlich Aether am Rande eines Uhrglases in den Alkohol fließen, so zieht sich dieser mit einer convexen Kante zurück, wie Wasser vor dem Alkohol. Wird ein Tropfen Aether auf, mit Korkpartikeln bestreuten, Alkohol gelassen, so treibt er sie aus einander. In Haarröhrchen drückt ein Aethertropfen den Alkohol nieder und dergl. Auf dieselbe Art, und noch in höherem Grade, wirkt aber Aether auf Wasser. Läßt man einen Aethertropfen auf Wasser und sieht gegen das Licht schief hinein, so bemerkt man auch hier leicht, wie er sich ausbreitet, dann wieder verengt und zuletzt wieder verschwindet. Betrachtet man aber unterdessen die Wasserfläche von unten durch die Glaswand, so bemerkt man doch keine so großen und langen herabsinkenden Fäden, wie bei auf's Wasser gegossenem Alkohol. Der Aether muß sich also gleich in weit kleinere Mengen theilen und mischen; aus diesem Grunde bringt er auch die folgende Erscheinung nicht mehr hervor. Bringt man nämlich einen Aethertropfen unter eine, in einem vertical gehaltenen Röhrchen hängende Wasser- oder Alkoholsäule, so sieht man gar kein Aufsteigen der Aetherströme darin, und die Niveaus werden nicht so stofsweise deprimirt, wie dieses der Fall ist, wenn man Alkohol unter eine Wassersäule bringt. Mit Alkohol

gelingt dieß schon in Kanälen, die keinen ganzen Millimeter im Durchmesser haben; mit Aether kann es aber selbst in Röhrchen von 5 Millimeter, die also eine nur wenig hohe Säule Wasser tragen, nicht hervorgebracht werden.

Der dichte und sehr gespannte Aetherdampf übt einen merkbar deprimirenden Einfluß auf eine Wasser- oder Alkoholfläche aus, und simulirt dadurch eine Actio in distans. Nähert man die Oeffnung eines Aetherfläschchens oder einen an einem Stäbchen hängenden Tropfen Aether, dem Rande oder der Mitte der Oberfläche eines mit Korkspänen bestreuten Wassers, so laufen diese aus einander, und dieß findet selbst in der Entfernung einiger Linien von der Oberfläche noch statt. Sie scheinen hier eben so aus einander zu gehen, wie dieß der Fall ist, wenn man auf die Wasserfläche durch ein vertical gehaltenes Röhrchen schwach bläst, wodurch zugleich eine Vertiefung im Wasser hervorgebracht wird. Schaut man auf eine reine Wasserfläche schief gegen das Licht, so bemerkt man auch, daß unter dem Aetherdampfe wirklich Eindrücke entstehen. Bringt man eine dünne Schicht Wasser auf eine Glasfläche und nähert die Oeffnung des Aetherfläschchens oder einen anhängenden Tropfen, so treibt sein Dampf das Wasser auch aus der Stelle und legt einen runden Theil trocken. Nur einzeln, wie aus einem zerrissenen Thauetze zurückgebliebene unregelmäßige, an der Fläche adhärende Tröpfchen bedecken jetzt diese Stelle; sie scheinen aber kein Wasser, sondern ein Gemisch desselben mit Aether zu seyn, weil sie sich ziemlich geschwind, doch aber nicht augenblicklich, verflüchtigen, und weil auf dieselbe Art, aber dichter gelagerte und gröfsere, Tröpfchen sich auch dann bilden, wenn ein kleiner Tropfen Aether unmittelbar auf so eine, das Glas bedeckende Wasserschicht gebracht wird, vor welchem sich das Wasser gleich zurückzieht; und er augenscheinlich jetzt nur allein sich so

verbreiten kann. Es findet also, während der Aetherdampf das Wasser wegtreibt, eine wirkliche Condensation desselben statt, die jedoch durch das Wasser oder wahrscheinlicher durch das in einander Gerathen beider Dämpfe bedingt ist. Denn nähert man einer auf Glas verbreiteten Wasserfläche, die man schief unters Licht, besonders vor der Flamme einer Kerze anschaut, einen in der Rinne eines der Länge nach gespaltenen Federkiels hängenden Tropfen Aether, so entstehen sogleich in dem Zwischenraum sichtbar condensirte Dämpfe, wie ein farbenspielender Nebel, und ein, auch noch so nahe, der trocknen Glasoberfläche genäherter Aethertropfen, giebt keine sichtbar condensirten Dämpfe, weder als Nebel in der Luft, noch als Thau auf dem Glase. Die Eindrücke des Wassers unter dem Aetherdampf und sein Fliehen scheinen also nur von der Condensation desselben im Wasser abzuhängen; denn ein so starker mechanischer Druck, wie dazu nöthig wäre, ist auf keine Weise bemerkbar. Wird z. B. auch das feinste Goldschlägerhäutchen dicht vor ein Röhrchen, aus welchem Aether verdampft, gehalten, so bewegt es sich doch nicht im Mindesten. Die Einwirkung des Aetherdampfes auf Wasser ist also eigentlich nur scheinbar eine Actio in distans, denn sie wird durch unmittelbare Berührung der vereinigten condensirten Wasser-Aetherdämpfe hervorgebracht, die dann, dem Wasser zugemengt, auf dieselbe Weise schon wirken, wie ein unmittelbar darauf gelassener Tropfen Aether.

Es möchte scheinen, daß eine größere Flüchtigkeit der zu deprimirenden Flüssigkeit die Wirkung vergrößern müßte, so daß selbst bei minder dichten Dämpfen der andern darüber hängenden Flüssigkeit derselbe Erfolg schon stattfände. Dafür spricht der Umstand, daß die flüchtige Essigsäure nicht nur vom Aetherdampf, sondern selbst schon vom Alkoholdampf, auf einer Glastafel aus der Stelle getrieben wird, was doch mit dem Wasser durch

Alkohol nicht geschieht. In dem Zwischenraume entwickelt sich auch ein weißer Nebel. Doch ist auch eine stärkere Dampfbildung und selbst eine Nebelbildung nicht immer ein Vorzeichen vom Eintreten des Erfolgs. So giebt Alkohol dichtere Dämpfe als Wasser, und obgleich zwischen einer auf dem Glase ausgebreiteten Alkoholschicht und einem darüber schwebenden Aethertropfen, ein weißer dichter Nebel sich bildet, so wird dennoch der Alkohol nicht aus der Stelle getrieben, was jedoch durch den flüssigen Aether geschieht. Umgekehrt, wird fettes Oel durch den Ammoniakdampf auch ohne sichtbaren Nebel deprimirt, nicht aber durch den Liq. ammon. caust., mittelbar angebracht. Hält man einen Tropfen desselben über einen auf Wasser schwimmenden Tropfen irgend eines Oels (nur Mandelöl bringt eine zu geringe Wirkung hervor), so verflücht sich derselbe, indem er sich mehr ausbreitet, zieht sich nach dem Wegbringen des Ammoniaks wieder zurück, und ein dünnes Oelhäutchen wird auf diese Weise zerrissen. Auch wird die Oberfläche des Oeltropfens, an der Stelle matt, über welcher eben der Ammoniaktropfen sich befand. Läßt man aber den Ammoniaktropfen selbst auf das Oel fallen, so bewirkt er keine Depression, verweilt sich ruhig damit, und selbst dann, wenn man ihn am Rande zwischen Oel und Wasser fallen läßt, erfolgt nicht die mindeste Bewegung. Eine solche verhindert wahrscheinlich das mit dem Liquor verbundene Wasser. Auch sieht man keinen Nebel in dem Zwischenraum, wenn man Oel auf Glas und darüber *Liq. ammon.* hält, was auch bei der geringen Dichtheit der Oeldämpfe nicht verwundern kann, aber der Beschlag auf der Oelfläche bildet sich nichts destoweniger. Hier wirkt also der Ammoniakdampf abstossend auf das nicht flüchtige Oel, mit dem es sich augenscheinlich verbindet, nicht aber so auf den flüchtigen Alkohol und Aether; denn in Dämpfen stoßen sie sich nicht ab, thun es jedoch im tropfbaren

Zustande. Aether- und Alkoholdampf stoßen aber wieder das fette Oel nicht ab, thun es hingegen umgekehrt im tropfbaren Zustande. Verschiedene ätherische Oele werden nicht nur durch Alkohol und Aether im tropfbaren Zustande, sondern auch schon vom Aetherdampfe vertrieben. Auch in den zähen Bals. peruv. macht Aetherdampf eine sichtbare Vertiefung und treibt ihn vom Rande eines Uhrglases weg, doch wird die Stelle nicht trocken gelegt. Dergleichen verhält sich Kreosot und Eupion. Das stark riechende Terpenthinöl wird aber vom Alkohol-, Aether- und Ammoniakdampf gar nicht afficirt, nur tropfbarflüssig wirken sie abstossend darauf. Auf einer über Glas ausgebreiteten Essigsäureschicht, behält ein Tropfen Terpenthinöl seine Kugelgestalt, auf Wasser aber nicht, und er dehnt sich in so ein dünnes Häutchen aus, wie dies ein fettes Oel erst dann thut, wenn es heifs auf kaltes Wasser aufgetragen wird; ausgenommen doch das Ricinusöl, welches sich auch kalt schon so sehr darauf ausbreitet. Auch Bals. copaivae wird nur von tropfbarem Alkohol und Aether abgestoßen. Verschiedene Säuren (Acid. hydrochl., nitr., sulph., phosph.) werden sowohl vom Alkohol wie auch vom Aether, aber nur im flüssigen Zustande, und Acid. cyan. nur allein vom Aether abgestoßen. Dafs zuletzt auch starre Körper, wenn sie dichten Dampf ausströmen, sich auf Flüssigkeiten bewegen können, z. B. Kampher auf Wasser, ist bekannt. Diese Bewegung ist aber schwach; die geschabten Kamphertheilchen rücken und drehen sich etwas nur von oder gegen einander, und diese Bewegungen werden augenscheinlich durch ungleiche capillare Repulsionen, und nicht etwa durch einen mechanischen Druck der Dämpfe auf's Wasser hervorgebracht.

Aus dem Vorhergehenden ist leicht abzunehmen, dafs hier auch chemische Verwandtschaft im Spiele ist, und Ursache von so manchem scheinbar Anomalen im Vorgange seyn mag; es öffnet sich hier ein weites Feld,

um dergleichen Berührungsveränderungen auch in chemischer Hinsicht zu untersuchen, was in diesem Aufsatz, wo nur die capillare Wirkung beachtet werden sollte, nicht geschehen kann. Denn dafs das capillare Verhalten ein ganz anderes als das chemische ist, wurde schon in der Einleitung bemerkt; es theilt zwar mit ihm die Bedingug des Wirkens nur in unmerkliche Ferne, aber ausserdem ist es ihm sogar oft entgegengesetzt. Alkohol und Wasser, Aether und Alkohol, Ammoniak und Oel verbinden sich chemisch und stofsen sich capillar ab, so dafs man fast zu dem Glauben verführt wird, diese vorangehende Abstofsung sey eben eine Aeufserung grosser chemischer Affinität, als wenn die zuerst schwer zu überwindenden, die Molecule einhüllenden Wärmeatmosphären dann desto stärker die einmal an einander gelangten zusammenhielten. Capillarität entspricht also einem Etwas noch Aeufseren, Chemismus schon dem Inneren der Körper. Im ersten Falle wirken nur ganze, wenn auch wegen ihrer Kleinheit als besondere, oft unsichtbare Massen, und verschiedene Atomaggregate, wenn sie nur von einer gemeinschaftlichen Wärmeatmosphäre eingehüllt sind, mit ihren Oberflächen auf einander; im andern wirken aber schon besondere Atome durch einander. So lange Körper capillar auf einander wirken, sind sie, wenn auch oft schon gemengt, doch noch nicht eins, diefs werden sie erst dann, wenn sie sich chemisch mit einander verbinden, wenn die Veränderung nämlich bis in's Innere des Inhalts der besonderen Wärmeatmosphären reicht. Wir wollen also diese Linie, welche Capillarität vom Chemismus trennt, nicht überschreiten, mit dem wenigen Angeführten uns begnügen, und abbrechen; denn für die Theorie der Capillarität im Allgemeinen scheint es hinreichend, an einigen Beispielen nachgewiesen zu haben, dafs attractiv-repulsive Aeufserungen bald stattfinden, bald nicht, und im ersten Falle stärker oder schwächer wirken können.

Am Schlusse dieser Abhandlung sey es mir erlaubt auszusprechen, daß durch die hier aufgestellte schlichte Ansicht (wenn ich mich nicht irre) die Capillarität, welche den gewöhnlichen hydrostatischen Gesetzen so entgegen zu seyn scheint, und so sehr als Ausnahme von der rationellen Mechanik galt, daß das Kapitel über die capillare Attraction in den Lehrbüchern auf's Gerathewohl hier oder dort angehängt werden konnte, von der capillaren Repulsion aber gar nicht die Rede war, jetzt vielleicht einen consequenten Platz in einem Kapitel der Mechanik einnehmen kann, wo sie als Wirkung einer von der Oberfläche der tropfbaren Flüssigkeiten ausgehenden mechanischen Spannkraft, die aber die gewöhnliche, durch Wärmerepulsion modificirte moleculare Attraction ist, den Uebergang vom Mechanismus zum Chemismus bilden könnte.

### III. *Berechnung und Interpolation der Brechungsverhältnisse nach Cauchy's Dispersionstheorie, und deren Anwendbarkeit auf doppelbrechende Krystalle; von G. Radicke.*

(Schluß von S. 262.)

Die Formel (A) läßt sich benutzen, aus vier, durch Messung bestimmten Werthen von  $\Theta$ , die übrigen drei zu finden. Es lassen sich nämlich, wenn z. B.  $\Theta_1, \Theta_3, \Theta_5, \Theta_7$  für eine Substanz gegeben sind, aus (A)  $\Theta, \mathfrak{U}, \mathfrak{B}, \mathfrak{W}$  eliminiren, indem man aus derselben Gleichung ableitet:

$$\left. \begin{aligned} \Theta_1 &= \Theta + \mathfrak{U}\beta_1 + \mathfrak{B}\gamma_1 + \mathfrak{W}\delta_1 \\ \Theta_3 &= \Theta + \mathfrak{U}\beta_3 + \mathfrak{B}\gamma_3 + \mathfrak{W}\delta_3 \\ \Theta_5 &= \Theta + \mathfrak{U}\beta_5 + \mathfrak{B}\gamma_5 + \mathfrak{W}\delta_5 \\ \Theta_7 &= \Theta + \mathfrak{U}\beta_7 + \mathfrak{B}\gamma_7 + \mathfrak{W}\delta_7 \end{aligned} \right\} \dots (17)$$



Aus der ersten dieser Gleichungen, in Verbindung mit (A) zieht man:  $\Theta_c - \Theta_1 = \mathfrak{U}(\beta_c - \beta_1) + \mathfrak{B}(\gamma_c - \gamma_1) + \mathfrak{B}(\delta_c - \delta_1)$ , und leitet daraus, durch  $\beta_c - \beta_1$  dividirend und  $\frac{\gamma_c - \gamma_1}{\beta_c - \beta_1} = \gamma'_c$ ,  $\frac{\delta_c - \delta_1}{\beta_c - \beta_1} = \delta'_c$  setzend, her:

$$\frac{\Theta_c - \Theta_1}{\beta_c - \beta_1} = \mathfrak{U} + \mathfrak{B}\gamma'_c + \mathfrak{B}\delta'_c.$$

Da deswegen auch  $\frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1} = \mathfrak{U} + \mathfrak{B}\gamma'_3 + \mathfrak{B}\delta'_3$  ist, so erhält man durch Subtraction der beiden letzten Gleichungen:

$$\frac{\Theta_c - \Theta_1}{\beta_c - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1} = \mathfrak{B}(\gamma'_c - \gamma'_3) + \mathfrak{B}(\delta'_c - \delta'_3),$$

und wenn man durch  $\gamma'_c - \gamma'_3$  dividirt, und

$$\frac{\delta'_c - \delta'_3}{\gamma'_c - \gamma'_3} = \delta''_c$$

setzt:

$$\left( \frac{\Theta_c - \Theta_1}{\beta_c - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1} \right) : \gamma'_c - \gamma'_3 = \mathfrak{B} + \mathfrak{B}\delta''_c.$$

Subtrahirt man von dieser Gleichung wiederum diejenige, welche aus derselben hervorgeht, wenn man  $c=5$  setzt, und dividirt durch  $\delta''_c - \delta''_5$ , so erhält man  $\mathfrak{B}$  als bloße Function von  $\delta''_c$ . Setzt man darin von Neuem  $c=7$ , so erhält man einen anderen numerischen Werth für  $\mathfrak{B}$ ; beide Werthe von  $\mathfrak{B}$  einander gleichgesetzt, geben die Gleichung:

$$\left\{ \frac{\frac{\Theta_c - \Theta_1}{\beta_c - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1}}{\gamma'_c - \gamma'_3} - \frac{\frac{\Theta_5 - \Theta_1}{\beta_5 - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1}}{\gamma'_5 - \gamma'_3} \right\} : (\delta''_c - \delta''_5) \\ = \left\{ \frac{\frac{\Theta_7 - \Theta_1}{\beta_7 - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1}}{\gamma'_7 - \gamma'_3} - \frac{\frac{\Theta_5 - \Theta_1}{\beta_5 - \beta_1} - \frac{\Theta_3 - \Theta_1}{\beta_3 - \beta_1}}{\gamma'_5 - \gamma'_3} \right\} : (\delta''_7 - \delta''_5)$$

folglich:

$$\Theta_1 = \Theta_1 + \frac{\beta_c - \beta_1}{\beta_3 - \beta_1} (\Theta_3 - \Theta_1) \\ + \frac{\beta_c - \beta_1}{\beta_5 - \beta_1} \cdot \frac{\gamma'_c - \gamma'_3}{\gamma'_5 - \gamma'_3} \left[ \Theta_5 - \Theta_3 - \frac{\beta_5 - \beta_1}{\beta_5 - \beta_1} (\Theta_3 - \Theta_1) \right]$$

$$+ \frac{\beta_7 - \beta_1}{\beta_7 - \beta_1} \cdot \frac{\gamma'_7 - \gamma'_3}{\gamma'_7 - \gamma'_3} \cdot \frac{\delta''_7 - \delta''_5}{\delta''_7 - \delta''_5} \left\{ \Theta_7 - \Theta_1 - \frac{\beta_7 - \beta_1}{\beta_3 - \beta_1} (\Theta_3 - \Theta_1) \right. \\ \left. - \frac{\beta_7 - \beta_1}{\beta_5 - \beta_1} \cdot \frac{\gamma'_7 - \gamma'_3}{\gamma'_5 - \gamma'_3} \left[ \Theta_5 - \Theta_1 - \frac{\beta_5 - \beta_1}{\beta_3 - \beta_1} (\Theta_3 - \Theta_1) \right] \right\}$$

oder, wenn man für die Constanten die numerischen Werthe setzt:

$$\left. \begin{aligned} \Theta_2 &= 0,47143 \Theta_1 + 0,73685 \Theta_3 - 0,24587 \Theta_5 \\ &\quad + 0,03759 \Theta_7 \\ \Theta_4 &= 0,09913 \Theta_1 + 0,16566 \Theta_3 + 0,82448 \Theta_5 \\ &\quad - 0,08927 \Theta_7 \\ \Theta_6 &= -0,15023 \Theta_1 + 0,08584 \Theta_3 + 0,62126 \Theta_5 \\ &\quad + 0,44313 \Theta_7 \end{aligned} \right\} (B)$$

Aus dem Obigen ist klar, daß diese Entwicklungen, bei welchen Cauchy nur einfach brechende Mittel vor Augen hatte, auch für doppelbrechende ein- und zweiaxige Mittel gelten müssen, sobald 1)  $s^2$  sich nach geraden Potenzen von  $k$  entwickeln läßt, wie es für die einaxigen Krystalle und für die zweiaxigen des prismatischen Systems, wenigstens für die in der Richtung der Elasticitätsaxen sich bewegenden Strahlen, unbedingt der Fall ist; 2) sobald  $a_1, a_2, a_3 \dots$  sich nicht von Farbe zu Farbe in demselben Mittel ändern, wie es wirklich der Fall ist, wenn man nur solche (demselben Mittel angehörige) Strahlen vergleicht, deren Wellen-Ebenen parallel sind; 3) sobald den mit einander verglichenen Strahlen der verschiedenen Mittel gleiche Werthe von  $s$  zukommen.

Wenden wir nun die Formeln (B) auf den Kalkspath, Bergkrystall, Arragonit und Topas an. Die Werthe von  $\Theta_a$  und  $\theta_a$ , den Rudberg'schen Messungen entnommen, sind in folgender Tafel enthalten, in welcher für die beiden ersten Substanzen der gewöhnliche Strahl durch  $o$ , der ungewöhnliche durch  $e$ , bezeichnet ist. In Bezug auf die beiden letzten Substanzen ist der geschwindeste (nach dem einen der beiden auf der Ebene der optischen Axe senkrecht stehenden Hauptschnitte po-

larisirte) Strahl mit  $\pi$ , der langsamste (nach dem andern dieser Hauptschnitte polarisirte) Strahl mit  $\mu$ , und der Strahl von mittlerer Geschwindigkeit, welcher nach der Ebene der optischen Axen polarisirt ist, mit  $\nu$  überschrieben.

	Bergkrystall.		Kalkspath.	
	<i>o.</i>	<i>e.</i>	<i>o.</i>	<i>e.</i>
$\theta_1$	1,54090	1,54990	1,65308	1,48391
$\theta_2$	1,54181	1,55085	1,65452	1,48455
$\theta_3$	1,54418	1,55328	1,65850	1,48635
$\theta_4$	1,54711	1,55631	1,66360	1,48868
$\theta_5$	1,54965	1,55894	1,66802	1,49075
$\theta_6$	1,55425	1,56365	1,67617	1,49453
$\theta_7$	1,55817	1,56772	1,68330	1,49780
$\Theta_1$	2,374373	2,402190	2,732674	2,201988
$\Theta_2$	2,377177	2,405136	2,737436	2,203889
$\Theta_3$	2,384492	2,412678	2,750623	2,209237
$\Theta_4$	2,393550	2,422101	2,767565	2,216168
$\Theta_5$	2,401415	2,430295	2,782291	2,222336
$\Theta_6$	2,415695	2,445003	2,809545	2,233620
$\Theta_7$	2,427893	2,457746	2,833499	2,243405

## Arragonit.

	$\pi$	$\nu$	$\mu$
$\theta_1$	1,52749	1,67631	1,68061
$\theta_2$	1,52820	1,67779	1,68203
$\theta_3$	1,53013	1,68157	1,68589
$\theta_4$	1,53264	1,68634	1,69084
$\theta_5$	1,53479	1,69053	1,69515
$\theta_6$	1,53882	1,69836	1,70318
$\theta_7$	1,54226	1,70509	1,71011
$\Theta_1$	2,333226	2,810014	2,824451
$\Theta_2$	2,335395	2,814979	2,829224
$\Theta_3$	2,341297	2,827678	2,842225
$\Theta_4$	2,348987	2,843742	2,858938
$\Theta_5$	2,355580	2,857892	2,873533
$\Theta_6$	2,367967	2,884427	2,900821
$\Theta_7$	2,378565	2,907332	2,924475

## T o p a s.

	$\pi$ .	$\nu$ .	$\mu$ .
$\theta_1$	1,60840	1,61049	1,61792
$\theta_2$	1,60935	1,61144	1,61880
$\theta_3$	1,61161	1,61375	1,62109
$\theta_4$	1,61452	1,61668	1,62408
$\theta_5$	1,61701	1,61914	1,62652
$\theta_6$	1,62154	1,62365	1,63123
$\theta_7$	1,62539	1,62745	1,63506
$\Theta_1$	2,586951	2,593678	2,617633
$\Theta_2$	2,590007	2,596734	2,620513
$\Theta_3$	2,597287	2,604190	2,627932
$\Theta_4$	2,606674	2,613655	2,637630
$\Theta_5$	2,614721	2,621615	2,645567
$\Theta_6$	2,629395	2,636257	2,660911
$\Theta_7$	2,641893	2,648594	2,673423

Die folgende Tafel enthält die aus den Werthen von  $\Theta_1, \Theta_3, \Theta_5, \Theta_7$  mittelst der Gleichungen (B) berechneten Werthe von  $\Theta_2, \Theta_4, \Theta_6, \theta_2, \theta_4, \theta_6$ . Die mit  $D$  bezeichnete Spalte enthält die Abweichungen von den Beobachtungen:

## Bergkrystall.

	$\alpha$ .	$D$ .	$\epsilon$ .	$D$ .
$\Theta_2$	2,377175	+ 2	2,405070	+ 66
$\Theta_4$	2,393575	-25	2,422149	- 48
$\Theta_6$	2,415763	-68	2,445173	-170
$\theta_2$	1,54181	0	1,55083	+ 2
$\theta_4$	1,54712	- 1	1,55632	- 1
$\theta_6$	1,55428	- 3	1,56370	- 5

## Kalkspath.

	$\alpha$ .	$D$ .	$\epsilon$ .	$D$ .
$\Theta_2$	2,737458	- 22	2,203835	+ 34
$\Theta_4$	2,767564	+ 1	2,216276	-108
$\Theta_6$	2,809722	-177	2,233609	+ 11
$\theta_2$	1,65452	0	1,48454	+ 1
$\theta_4$	1,66360	0	1,48871	- 3
$\theta_6$	1,67622	- 5	1,49453	0

Ar-

## Arragonit.

	$\pi$ .	$D$ .	$\nu$ .	$D$ .	$\mu$ .	$D$ .
$\Theta_2$	2,335354	+ 39	2,814885	+ 94	2,829207	+ 17
$\Theta_3$	2,348959	+ 26	2,843737	+ 5	2,858944	- 6
$\Theta_6$	2,367902	+ 65	2,884404	+ 23	2,900798	+ 23
$\theta_2$	1,52819	+	1,67779	+	1,68203	0
$\theta_3$	1,53264		0,68634		0,69084	0
$\theta_6$	1,53880	+	2,69836		0,70318	0

## Topas.

	$\pi$ .	$D$ .	$\nu$ .	$D$ .	$\mu$ .	$D$ .
$\Theta_2$	2,589775	+232	2,596590	+144	2,620420	+ 93
$\Theta_3$	2,606664	+ 10	2,613561	+ 94	2,637399	+231
$\Theta_6$	2,629438	- 43	2,636277	- 20	2,660599	+312
$\theta_2$	1,60928	+	1,61139	+	1,61877	+ 3
$\theta_3$	1,61452		0,61665	+	1,62401	+ 7
$\theta_6$	1,62155	-	1,62366	-	1,63113	+ 10

Vergleichen wir die zu den Werthen von  $\Theta$  gehörigen Differenzen in den mit  $D$  überzeichneten Spalten mit der Differenz, auf welche die grössten Unterschiede in den Fraunhofer'schen Messungen führen, d. h. mit 0,000159, so finden wir unter den 30 vorstehenden Werthen nur fünf, welche dieses Maafs übersteigen, und unter diesen nur drei, bei welchen die Abweichung erheblicher ist, ohne jedoch das Doppelte zu erreichen. Uebrigens gehören diese letzteren gerade dem Topase an (den Strahlen  $\pi$ ,  $\Theta_2$ ;  $\mu$ ,  $\Theta_4$ ;  $\mu$ ,  $\Theta_6$ ), für welchen von Rudberg nur eine Reihe Messungen angestellt ist. Ueberdies ist bei den Messungen Rudberg's die Fehlergränze mindestens doppelt so gross als bei denen Fraunhofers.

Zu bemerken ist noch, dafs die oben aufgeführten Werthe von  $\Theta$  nur bis zur 5ten Decimale genau sind, und dafs die letzte Stelle nur zur Parallelisirung mit den Cauchy'schen Zahlen mit aufgenommen ist.

Noch genauer stimmend und den Messungen gewifs vorzuziehen, sind die aus der Gleichung (A) gezogenen Werthe von  $\Theta_a$ .

Die Constanten der Gleichung (*A*) sind für die in Rede stehenden Substanzen in der folgenden Tafel enthalten:

	Bergkrystall.		Kalkspath.	
	<i>o.</i>	<i>e.</i>	<i>o.</i>	<i>e.</i>
$\Theta$	2,396371	2,425021	2,773376	2,218663
$\Pi$	-0,111782	-0,115960	-0,210413	-0,086742
$\Re$	0,003817	0,003883	0,003822	0,001372
$\Re$	0,000102	0,000003	-0,000549	-0,000321

## Arragonit.

	$\pi.$	$\nu.$	$\mu.$
$\Theta$	2,351572	2,849438	2,864809
$\Pi$	-0,094791	-0,202676	-0,208800
$\Re$	0,001909	0,003834	0,003565
$\Re$	-0,000180	0,000437	-0,000253

## Topas.

	$\pi.$	$\nu.$	$\mu.$
$\Theta$	2,609561	2,616389	2,640515
$\Pi$	-0,114651	-0,114598	-0,116708
$\Re$	0,003745	0,004410	0,003751
$\Re$	0,000141	0,000221	0,000146

Die folgende Tafel enthält die mittelst der Gleichung (*A*) corrigirten Werthe von  $\Theta_a$  und  $\theta_a$ :

## Bergkrystall.

	<i>o.</i>	<i>D.</i>	<i>e.</i>	<i>D.</i>
$\Theta_1$	2,374388	-15	2,402254	-64
$\Theta_2$	2,377184	-7	2,405113	+23
$\Theta_3$	2,384468	+24	2,412643	+35
$\Theta_4$	2,393553	-3	2,422096	+5
$\Theta_5$	2,401398	+17	2,430237	+58
$\Theta_6$	2,415734	-39	2,445102	-99
$\Theta_7$	2,427872	+21	2,457704	+42

	<i>a.</i>	<i>D.</i>	<i>c.</i>	<i>D.</i>
$\theta_1$	1,54090	0	1,54992	- 2
$\theta_2$	1,54181	0	1,55084	+ 1
$\theta_3$	1,54417	+ 1	1,55327	+ 1
$\theta_4$	1,54711	0	1,55631	0
$\theta_5$	1,54965	0	1,55892	+ 2
$\theta_6$	1,55126	- 1	1,56368	- 3
$\theta_7$	1,55816	+ 1	1,56771	+ 1

## Kalkspath.

	<i>a.</i>	<i>D.</i>	<i>c.</i>	<i>D.</i>
$\theta_1$	2,732684	+ 10	2,201922	+66
$\theta_2$	2,737483	- 47	2,203869	+20
$\theta_3$	2,750564	+ 59	2,209222	+15
$\theta_4$	2,767538	+ 27	2,216229	-61
$\theta_5$	2,782267	+ 24	2,222301	+35
$\theta_6$	2,809654	-109	2,233606	+14
$\theta_7$	2,833114	+ 85	2,243452	-47
$\theta_1$	1,65308	0	1,48389	+ 1
$\theta_2$	1,65453	- 1	1,48454	+ 1
$\theta_3$	1,65848	+ 2	1,48635	0
$\theta_4$	1,66359	+ 1	1,48870	- 2
$\theta_5$	1,66801	+ 1	1,49074	+ 1
$\theta_6$	1,67620	- 3	1,49453	0
$\theta_7$	1,68328	+ 2	1,49782	- 2

## Arragonit.

	$\pi$ .	<i>D.</i>	$\pi$ .	<i>D.</i>	$\mu$ .	<i>D.</i>
$\theta_1$	2,333211	+15	2,810027	-13	2,824437	+14
$\theta_2$	2,335388	+ 7	2,814946	+33	2,829231	- 7
$\theta_3$	2,341324	-27	2,827710	-37	2,842227	- 2
$\theta_4$	2,348969	+16	2,843731	+11	2,858939	- 1
$\theta_5$	2,355606	-26	2,857891	+ 1	2,873512	- 9
$\theta_6$	2,367925	+42	2,884409	+18	2,900804	+17
$\theta_7$	2,378581	-16	2,907352	-20	2,924490	-15
$\theta_1$	1,52749	0	1,67631	0	1,68061	0
$\theta_2$	1,52820	0	1,67778	+ 1	1,68203	0
$\theta_3$	1,53014	- 1	1,68158	- 1	1,68589	0
$\theta_4$	1,53264	0	1,68634	0	1,69084	0
$\theta_5$	1,53480	- 1	1,69053	0	1,69515	0
$\theta_6$	1,53881	+ 1	1,69835	+ 1	1,70318	0
$\theta_7$	1,54226	0	1,70510	- 1	1,71011	0

## T o p a s.

	$\pi$ .	$D$ .	$\mu$ .	$D$ .	$\mu$ .	$D$ .
$\Theta_1$	2,587033	— 82	2,593744	— 66	2,677593	+ 40
$\Theta_2$	2,589900	+ 107	2,596688	+ 46	2,620508	+ 5
$\Theta_3$	2,597350	— 63	2,604248	— 58	2,628081	— 149
$\Theta_4$	2,606635	+ 39	2,613578	+ 77	2,637525	+ 105
$\Theta_5$	2,611678	+ 43	2,621634	— 19	2,645540	+ 27
$\Theta_6$	2,629139	— 44	2,636264	— 7	2,660721	+ 190
$\Theta_7$	2,641917	— 24	2,648574	+ 20	2,673466	— 43
$\theta_1$	1,60842	—	2,1,61050	—	1,61790	+ 1
$\theta_2$	1,60932	+	3,1,61142	+	2,1,61880	0
$\theta_3$	1,61163	—	2,1,61377	—	2,1,62114	— 5
$\theta_4$	1,61451	+	1,1,61666	+	2,1,62405	+ 3
$\theta_5$	1,61700	+	1,1,61915	—	1,1,62651	+ 1
$\theta_6$	1,62155	—	1,1,62365	0	1,63117	+ 6
$\theta_7$	1,62540	—	1,1,62744	+	1,1,63507	— 1

Von den 70 Werthen übertrifft also nur einer (nämlich: Topas  $\Theta_6$ ,  $\mu$ : bei welchem die Differenz 0,000190 beträgt) die den Fraunhofer'schen Messungen entnommene Gränze der Beobachtungsfehler, d. h. 0,000159, und zwar nur um sehr wenig.

Es ist indess, wie schon bemerkt worden, diese Gränze bedeutend gröfser anzunehmen <sup>1)</sup>, wie sich aus den Rudberg'schen Doppelmessungen ergibt, und wie es sich auch nicht anders erwarten läfst, da bei doppelbrechenden Krystallen die Kanten der zu den Messungen angewendeten Prismen den Elasticitätsaxen parallel seyn müssen, und eine geringe Abweichung von diesem Parallelismus noch Fehler zur Folge haben muß, die von den Messungsfehlern unabhängig sind.

Ferner ist es vielleicht nicht Zufall, dafs die gröfsten Differenzen in obiger Tabelle gerade beim Kalkspath und Topas sich finden, für welche Krystalle von Rud-

1) Beim Bergkrystall war nämlich die gröfste Differenz zwischen den aus den Messungen abgeleiteten Werthen von  $\Theta$  0,000310, und beim Arragonit 0,000513.



berg nur einfache Messungen angestellt sind, während die zum Grunde gelegten Brechungsverhältnisse des Bergkrystalls und Arragonits Mittelwerthe aus zwei Messungsreihen sind.

Bei der Vergleichung der Werthe von  $\Theta$ ,  $\vartheta'_c$ ,  $\vartheta''_c$ ,  $\vartheta'''_c$ , welche, dem Obigen zufolge, eine abnehmende Reihe bilden sollten, fand Cauchy, dafs von den der Rechnung unterworfenen Substanzen nur für Terpenthinöl bei zwei Strahlen  $\vartheta'''_c > \vartheta''_c$  wurde, und glaubte den Grund darin suchen zu müssen, dafs dasselbe zu den doppelbrechenden Substanzen gehöre <sup>1)</sup>. Er wiederholte daher die Rechnung, ohne dieselbe zu Hülfe zu ziehen. Da indess die resultirenden Differenzen höchst unbedeutend waren, so glaubte ich mich der Wiederholung der Rechnung für die hier behandelten Substanzen nach der abgeänderten Formel überheben zu dürfen, und füge nur die Constanten der der Form nach unveränderten Gleichung

$$\Theta_c = \Theta + \mathfrak{U}\beta_c + \mathfrak{B}\gamma_c + \mathfrak{W}\delta_c$$

hinzu:

$c =$	$\beta_c$	$\gamma_c$	$\delta_c$
1.	0,190868	—0,16970	—0,2737
2.	0,168734	—0,08510	0,1688
3.	0,108921	0,07534	0,1612
4.	0,031477	0,17924	—0,0547
5.	—0,038125	0,19999	—0,1698
6.	—0,171613	0,04521	0,0654
7.	—0,290264	—0,24541	0,1064.

- 1) Mir scheint es wahrscheinlicher, dafs der Grund in der anomalen Polarisirungsart des Terpenthinöls liege, und nicht in der doppelbrechenden Kraft im Allgemeinen, da noch nicht bewiesen ist, ob die Elasticität in demselben die Bedingungen  $a$ ,  $b$ ,  $c$  (S. 249 und 250) erfüllt. Bei den hier betrachteten Krystallen findet wenigstens keine Divergenz der Reihe statt.

woraus sich ergibt:

$$S''\beta_a = -0,138675, \quad S'''\beta_a = -0,368439, \\ S'''\gamma_a = -0,41949.$$

Von den Constanten, die sich nicht mit der Farbe, sondern nur mit dem Mittel ändern, bleibt  $\mathfrak{U}$  wie vorher.  $\mathfrak{B}$  und  $\mathfrak{W}$  müßten noch besonders berechnet werden aus:

$\mathfrak{B} = \mathfrak{U}'' - \mathfrak{U} S''\beta_a$  und  $\mathfrak{W} = \mathfrak{U}''' - \mathfrak{U} S'''\beta_a - \mathfrak{B} S'''\gamma_a$ .  
Das hier vorkommende  $\mathfrak{U}''$  und  $\mathfrak{U}'''$  ist gleichfalls mit dem der vorbergehenden Rechnung identisch, und ist für die obigen Substanzen enthalten in folgender Tafel:

	Bergkrystall.		Kalkspath.	
	<i>o.</i>	<i>e.</i>	<i>o.</i>	<i>e.</i>
$\mathfrak{U}''$	0,019338	0,019984	0,033039	0,013416
$\mathfrak{U}'''$	0,039548	0,040956	0,075197	0,030996

#### Arragonit.

	$\pi.$	$\nu.$	$\mu.$
$\mathfrak{U}''$	0,015071	0,031976	0,032558
$\mathfrak{U}'''$	0,033861	0,073330	0,075014

#### Topas.

	$\pi.$	$\nu.$	$\pi.$
$\mathfrak{U}''$	0,010665	0,040675	0,019956
$\mathfrak{U}'''$	0,019665	0,040438	0,041434

Aufser den bisher erwähnten Methoden zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses enthält der §. 11 in der Cauchy'schen Abhandlung noch eine andere, die indess eine geringere Genauigkeit gewährt. Es wird nämlich bei der Anwendung dieser Methode nöthig, außer den Brechungsverhältnissen noch die Wellenlängen, welche mit weniger Genauigkeit als jene gemessen werden können, der Erfahrung zu entnehmen. Es mag daher

hier nur der von Cauchy eingeschlagene Gang näher angedeutet werden.

Die Tendenz darin ist, zuvörderst in der Gleichung (*A*), welche sich bei dem geringeren Grade der Genauigkeit, die dabei möglich ist, auf:

$$\Theta_c = \Theta + \mathfrak{U} \beta_c + \mathfrak{B} \gamma_c \dots \dots \dots (C)$$

reducirt,  $\beta_c$  und  $\gamma_c$  durch  $s$  zu ersetzen.

Zu diesem Zweck wurde in die Gleichung

$$k^2 = \theta^2 k^2 = b_1 s^2 + b_2 s^4 + b_3 s^6 + \dots,$$

wo  $k$  auf die Luft bezogen ist, für  $s^2$  sein Werth  $k^2 \omega^2$ , und alsdann  $b_1 \omega^2 = a$ ,  $b_2 \omega^2 = b$ ,  $b_3 \omega^6 = c$  gesetzt, so dafs sich ergibt:

$$\theta^2 = a + b s^2 + c s^4 \text{ oder } \Theta_c = a + b s_c^2 - c^2 s_c^4.$$

Aus dieser Gleichung wurde  $\Theta$ ,  $\mathfrak{U}$ ,  $\mathfrak{U}'$ ,  $\mathfrak{U}''$  in  $a$ ,  $b$ ,  $c$  ausgedrückt, so dafs aus der Gleichung:

$$\Theta_c = a + b s_c^2 + c s_c^4 = \Theta + \mathfrak{U} \beta_c + \mathfrak{B} \gamma_c,$$

durch Gleichsetzung der Coëfficienten von  $a$ ,  $b$ ,  $c$ , die

Werthe von  $s_c^n$ , und daraus mittelst  $s = \omega k$  und  $s = \frac{2\pi \omega}{l}$

die Werthe von  $k_c^n$ ,  $l_c^{-n}$  gefunden wurden, nämlich:

$$\left. \begin{aligned} s_c^n &= \frac{1}{l} S s_a^n + \beta_c S' \mathcal{A} s_a^n + \gamma_c S'' \mathcal{A}^2 s_a^n \\ k_c^n &= \frac{1}{l} S k_a^n + \beta_c S' \mathcal{A} k_a^n + \gamma_c S'' \mathcal{A}^2 k_a^n \\ l_c^{-n} &= \frac{1}{l} S l_a^{-n} + \beta_c S' \mathcal{A} l_a^{-n} + \gamma_c S'' \mathcal{A} l_a^{-n} \end{aligned} \right\} (D)$$

wo die Zeichen  $S$ ,  $S'$ ,  $S''$  und  $\mathcal{A}$  dieselbe Bedeutung in Bezug auf  $s$ ,  $k$ ,  $l$  haben, in welcher sie in Bezug auf  $\Theta$  gebraucht wurden. Aus der ersten dieser Gleichungen, indem für  $n$  nach einander 2 und 4 gesetzt, und die numerischen Werthe für  $S s_a^n$ ,  $S' \mathcal{A} s_a^n$ ,  $S'' \mathcal{A}^2 s_a^n$  substituirt wurden, wurde  $\beta_c$  und  $\gamma_c$  als Function von  $s_c^2$  und  $s_c^4$  wie folgt gefunden:

$$\beta_c = 0,40503 - 0,025988 s_c^2 - 0,0000921 s_c^4$$

$$\gamma_c = -1,2677 + 0,18623 s_c^2 - 0,0059055 s_c^4,$$

welche, in die Gleichung (*C*) gesetzt, geben:

$$\Theta_c = \Theta + 0,40503 \mathfrak{U} - 1,2677 \mathfrak{B}$$

$$- [0,025988 \mathfrak{U} - 0,18623 \mathfrak{B}] s_c^2 - [0,0000921 \mathfrak{U} + 0,0059055 \mathfrak{B}] s_c^4.$$

Die Coëfficienten der Gleichung.

$$\Theta_c = a + b s_c^2 + c s_c^4 \dots \dots \dots (E)$$

sind daher;

$$a = \Theta + 0,40503 \text{ u} - 1,2677 \text{ B}$$

$$b = -0,025988 \text{ u} + 0,18623 \text{ B}$$

$$c = -0,0000921 \text{ u} - 0,0059055 \text{ B}$$

während  $s_c^n$  aus (D) zu nehmen ist.

Wie oben aus der Gleichung  $\Theta_c = \Theta + \text{u} \beta_c + \text{B} \gamma_c + \text{B} \delta_c$  durch Elimination von  $\Theta$ ,  $\text{u}$ ,  $\text{B}$ ,  $\text{B}$  3 Werthe von  $\Theta_c$  in den übrigen ausgedrückt gefunden wurden, so lassen sich hier durch ganz dasselbe Verfahren aus (C, D) 4 Werthe von  $\Theta_c$ ,  $s_c$ ,  $h_c$ ,  $l_c$  beziehlich aus den drei andern finden.

Für die Wellenlänge sind die resultirenden Relationen, wenn man  $l_1$ ,  $l_3$ ,  $l_6$  als gegeben ansieht:

$$l_2^{-2} = 0,65735 l_1^{-2} + 0,36384 l_3^{-2} - 0,02119 l_6^{-2}$$

$$l_4^{-2} = -0,442081 l_1^{-2} + 1,29516 l_3^{-2} + 0,14692 l_6^{-2}$$

$$l_5^{-2} = -0,55325 l_1^{-2} + 1,19070 l_3^{-2} + 0,36255 l_6^{-2}$$

$$l_7^{-2} = 1,09480 l_1^{-2} - 1,83757 l_3^{-2} + 1,74278 l_6^{-2}$$

## Cauchy's Correctionen der Fraunhofer'schen Messungen.

Von Fraunhofer bestimmte Brechungsverhältnisse :

	$B = \theta_1$	$C = \theta_2$	$D = \theta_3$	$E = \theta_4$	$F = \theta_5$	$G = \theta_6$	$H = \theta_7$
Wasser, 1ste Messung . . . . .	1,330935	1,331712	1,333577	1,335851	1,337818	1,341293	1,344177
- 2te . . . . .	1,330977	1,331709	1,333577	1,335849	1,337788	1,341261	1,344162
Kalilösung . . . . .	1,399629	1,400515	1,402805	1,405632	1,408082	1,412579	1,416368
Terpenthinöl . . . . .	1,470496	1,471530	1,474434	1,478353	1,481736	1,488198	1,493874
Kronglas No. 13 . . . . .	1,524312	1,525299	1,527982	1,531372	1,534337	1,539908	1,546566
Kronglas No. 9 . . . . .	1,525832	1,526849	1,529587	1,533005	1,536052	1,541657	1,546566
Kronglas Litt. M . . . . .	1,554774	1,555933	1,559075	1,563150	1,566741	1,573535	1,579470
Flintglas No. 3 . . . . .	1,602042	1,603800	1,608494	1,614532	1,620042	1,630772	1,640373
Flintglas No. 30 . . . . .	1,623570	1,625477	1,630585	1,637356	1,643466	1,655406	1,666072
Flintglas No. 23, 1ste Messung . . . . .	1,626564	1,628451	1,633666	1,640544	1,646780	1,658849	1,669680
- - 2te . . . . .	1,626596	1,628469	1,633667	1,640495	1,646756	1,658848	1,669686
Flintglas No. 13 . . . . .	1,627749	1,629681	1,635036	1,642024	1,648260	1,660285	1,671062

In der folgenden Tafel, welche die Correctionen der Werthe von  $\theta^2_c$  oder  $\Theta_c$  enthält, sind die mit (I) bezeichneten nach der Formel:

$$\Theta_c = \vartheta_c + \vartheta'_c + \vartheta''_c + \vartheta'''_c$$

unter Zuziehung sämtlicher vorstehenden Messungen berechnet, die mit (II) bezeichneten nach der Formel:

$$\theta_c = \Theta + \vartheta'_c + \vartheta''_c + \vartheta'''_c,$$

gleichfalls unter Zuziehung aller dieser Messungen, die mit (III) bezeichneten dagegen sind nach der letzten Formel mit Hülfe der vorstehenden Messungen, ausgenommen derer des Terpenthinöls, berechnet:

	$\theta_1$			$\theta_2$			$\theta_3$			$\theta_4$			$\theta_5$			$\theta_6$			$\theta_7$		
	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.
Wasser	-12	-22	-20	47	41	36	-13	-6	-1	-21	-12	-14	35	36	34	1	-17	-18	-33	-17	-17
Kalilösung	-4	-11	-12	-6	-9	-9	8	13	8	1	7	13	2	3	-2	-12	-23	-20	9	20	20
	24	12	14	-1	-7	-11	-9	-1	-1	-12	-1	-1	-12	-9	-12	33	13	15	-22	-3	-1
Terpen- thinöl	-31	-14		10	18		-36	47		58	43		-26	-28		5	34		22	-4	
Kronglas																					
No. 13	34	39	35	-33	-31	-25	-1	-3	-13	-1	-5	4	-33	-35	-39	36	42	48	-2	-9	-9
No. 9	13	-9	-14	-20	-19	-11	61	59	46	-30	-33	-22	41	40	35	-74	-68	-60	32	26	24
Litt. M	1	6	-3	3	6	-21	-11	-14	-38	6	1	19	-8	-8	-16	12	20	34	-4	-13	-17
Flintglas																					
No. 3	-7	6	27	-31	-25	-58	19	11	56	21	8	-25	-13	-14	-2	-25	-5	-30	39	19	31
No. 30	-22	-13	-8	44	49	42	-65	-71	-60	43	35	27	-20	-22	-19	43	58	52	-22	-36	-33
No. 23	-2	2	-7	10	11	25	7	6	-13	-17	-20	-6	18	16	12	-6	-4	7	-11	-15	-20
No. 13	39	51	45	16	22	31	26	19	8	-79	-90	-82	42	41	39	13	32	37	-54	-72	-75
	-8	-44	-56	-40	-59	41	14	37	11	33	66	86	-25	-22	-31	-22	-80	-67	47	103	96

Die entsprechenden Correctionen der Brechungsverhältnisse selbst sind:

	$\theta_1$			$\theta_2$			$\theta_3$			$\theta_4$			$\theta_5$			$\theta_6$			$\theta_7$		
	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.	I.	II.	III.
Wasser	-4	-8	-8	16	15	14	-5	-2	0	-8	-4	-5	13	13	13	0	-6	-7	-12	-6	6
Kalilösung	-2	-4	-5	-2	-3	-3	3	5	3	0	3	5	1	1	1	-4	-9	-7	3	7	7
Terpen- thinöl	9	4	5	0	-2	-4	-3	0	0	-4	0	0	-4	-3	-4	12	5	5	-8	-1	0
Kronglas	-11	-5		3	6		-12	-16		20	15	1	-9	-9		2	11		7	-1	
No. 13	11	13	11	-11	-10	-8	0	-1	-4	0	-2	-7	-11	-11	-13	12	14	16	-1	-3	-3
No. 9	-4	-3	-5	-7	-6	-4	20	19	15	-10	-11	6	13	13	11	-21	-22	-19	10	8	8
Litt. M	0	2	-1	1	2	7	-4	-4	-12	2	0	-8	-3	-3	-5	4	6	11	-1	-4	-5
Flintglas																					
No. 3	-2	2	8	-10	-8	-18	6	3	17	7	2	8	-4	-4	-1	-8	-2	-9	12	6	9
No. 30	-7	-4	-2	14	15	13	-20	-22	-18	18	11	9	-6	-7	-6	13	18	16	-7	-11	-10
No. 23	-1	1	-2	3	3	8	2	2	-4	-5	-6	-2	5	5	4	-2	-1	2	-3	-4	-6
No. 13	12	16	14	5	7	10	8	6	2	-24	-27	-25	13	12	12	4	10	11	-16	-22	-22
	-2	-14	-17	-12	-18	-13	4	11	3	10	20	26	-8	7	-9	-7	-24	-20	14	31	29



Die nach Spalte (III) corrigirten Brechungsverhältnisse bei Vereinigung der Doppelreihen für Wasser und Flintglas No. 23 zum arithmetischen Mittel sind:

	Wasser.	Kalilösung.	Kronglas			Litt. M.	No. 3.	Flintglas		
			No. 13.	No. 9.	No. 13.			No. 30.	No. 23.	No. 13.
$\theta_1$	1,330963	1,399624	1,524301	1,525837	1,554775	1,602034	1,623572	1,626574	1,627766	
$\theta_2$	1,331705	1,400519	1,525307	1,526853	1,555926	1,603818	1,625464	1,628451	1,629694	
$\theta_3$	1,333576	1,402805	1,527986	1,529572	1,559087	1,608477	1,630603	1,633668	1,635033	
$\theta_4$	1,335850	1,405632	1,531371	1,533012	1,563146	1,614540	1,637348	1,640533	1,641998	
$\theta_5$	1,337796	1,408086	1,534350	1,536041	1,566746	1,620043	1,643472	1,646760	1,648269	
$\theta_6$	1,341285	1,412574	1,539892	1,541676	1,573524	1,630781	1,655390	1,658842	1,660305	
$\theta_7$	1,344169	1,416368	1,544687	1,546558	1,579475	1,640364	1,666082	1,669697	1,671033	

#### IV. *Untersuchung des Gigantoliths; von H. G. Trolle-Wachtmeister.*

(Aus den *Kongl. Vetensk. Acad. Handling.*)

Hr. Nordenskjöld hatte die Güte mir ein von ihm bei Tammela in Finland gefundenes neues Mineral mitzutheilen, welches er, seiner zuerst in die Augen fallenden Eigenschaft wegen, Gigantolith nannte. Wirklich ist auch das Mineral ausgezeichnet durch seine grossen und dabei wohl ausgebildeten Krystallgruppen. Aber was darnächst nicht der Aufmerksamkeit entgehen kann, ist: in den Bruchflächen, in der Art des Farbenspiels und in anderen Kennzeichen eine Art von Aehnlichkeit, welche man Familien-Aehnlichkeit nennen könnte mit gewissen dunkeln Talkvarietäten, z. B. der von Finbo, mit dem krystallisirten Fahlunit und auch mit dem Glimmer, welche demselben Krystallsystem angehören, zu welchem der Gigantolith gerechnet werden muß. Wenn späterhin die chemische Analyse entdeckt, daß diese Aehnlichkeit so zu sagen verwirklicht wird durch die Zusammensetzung, welche diesem Minerale einen Platz in derselben Gruppe mit denen anweist, welchen es sich durch sein Aussehen schon nähert, so verknüpft sich damit das besondere und für die systematischen Ansichten grosse Interesse, welches durch die Harmonie zwischen den äusseren Charakteren und dem Princip der Verbindung der Bestandtheile hervorgerufen wird. Solches schien mir der Fall zu seyn mit dem von Hrn. Nordenskjöld entdeckten Mineral, dessen Beschreibung ich nun die Ehre habe der Königl. Academie vorzulegen, ohne Besorgniß, damit dem Hrn. Nordenskjöld in den Weg zu treten, da es nicht bekannt ist, daß derselbe seit der langen Zeit, daß das Mineral von ihm

seinen Namen empfing, eine Analyse damit vorgenommen habe.

Der Gigantolith kommt krystallisirt vor, in einer Bergart, die, nach dem unbedeutenden Rückstand derselben bei dem Exemplar zu urtheilen, aus einem feinen, sehr glimmerreichen Granitgneis besteht, aus welchen Pünktchen von Granaten hervorschimern. Die Krystalle sind in allen Richtungen mit einander verwachsen, aber vorzüglich gut ausgebildet, und gewöhnlich von fast anderthalb Decimalkoll im Durchmesser. Sie sind gerade Prismen, mit zwölf gleich breiten, unter  $150^{\circ}$  gegen einander neigenden Flächen, zeigen also Haüy's *Forme peridodécaèdre*. Nach Bendant entspringt diese Krystallform (sein *prisme régulier à 12 pans*) aus dem Rhomboidal-Typus, gleich wie das sechsseitige Prisma des Glimmers; und beide gehören, wie Rose gezeigt, zu dem drei- und ein-axigen Systeme. Sie haben zwei verschiedene Blätterdurchgänge, beide parallel mit der Grundfläche des Krystalls. Den einen, entstanden aus der feinblättrigen Textur des Minerals, zeigt die glänzende Fläche im Querbruch, der andere bildet Tafeln, deren Lage auf einander den Krystall bilden, dessen Seiten, etwas uneben durch die Kanten der Tafeln, nicht gleichförmig schimmernd sind. Der Querbruch dagegen hat einen Glanz, welcher zwischen dem Glasglanz des Glimmers und dem Wachsglanz des Talkes steht. Ich würde ihn: halbmetailisch nennen. Die Farbe ist dunkel stahlgrau, mit einem Stich in's Braune, wie beim Finbo-Talk und gewissen Fahlunit-Krystallen. Auf dem Querbruch, aber nicht auf den Seiten, läßt er sich mit dem Nagel ritzen, doch nicht so leicht wie der Talk, und ist im Anfühlen nicht oder nicht bestimmt so fett wie dieser, dessen eigener, durch Anhauchen sich entwickelnder Geruch dem Gigantolith gleichfalls fehlt.

Verhalten vor dem Löthrohr: Die Probe schmilzt leicht, mit einigem Aufschwellen, zu einer glänzenden,

lichtgrünlichen Schlacke, welche nicht zur Kugel zusammenfließt. Mit Borax und Phosphorsalz schmilzt sie langsam und schwer zu einem klaren Glase, dessen schwache Eisenfarbe beim Erkalten gänzlich verschwindet. Im Kolben giebt sie Wasser, welches auf ein geröthetes Lackmuspapier alkalisch reagirt. In hinlänglicher Menge gesammelt, mit Salzsäure vermischt und in einem Uhrglase eingetrocknet, hinterläßt dieses Wasser einen weißen Anflug, der aufgelöst auf salpetersaures Silberoxyd reagirt. Die hiedurch erwiesene Gegenwart des Ammoniaks ist bemerkenswerth. Wäre der Talkerdegehalt des Minerals bedeutender, so könnte man an einen Zusammenhang denken zwischen dem Alkali, als Product der Erhitzung, und dem organischen Stoff, dessen Gegenwart sich bei Einwirkung der Hitze im bedeckten Gefäße bei mehren krystallisirten Talkerdesilicaten verräth, die wegen ihrer hellen Farbe den verkohlten Stoff erkennen lassen.

Die Analyse gab:

	Gefunden.	Berechnet.	Sauerstoffgeh.
Wasser mit Ammoniak	6,00	6,60	5,86
Kieselsäure	46,27	45,11	23,44
Thonerde	25,10	25,10	11,72
Eisenoxyd	15,60	15,15	3,45
Talkerde	3,80	3,80	1,47
Manganoxydul	0,89	0,89	0,19
Kali	2,70	2,70	0,46
Natron	1,20	1,20	0,30
Fluor	Spur		
	<hr/> 101,56	<hr/> 100,55.	

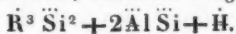
Erinnert man sich, daß eine Einmischung von Kieselsäure seitens der Reactionsmittel, der Reibschale und des Glases selten vermieden werden kann, so fällt die unbedeutende Correction, welche das Resultat der Analyse

lyse durch Berechnung erlitten hat, fast ganz und gar fort. Als Zusammensetzungsformel ergibt sich dann so gleich:

$3(\text{Fe}, \text{Mg}, \text{Mn}, \text{K}, \text{N}) 2\ddot{\text{Si}} + 2\ddot{\text{Al}}\ddot{\text{Si}} + \text{H}$   
oder mineralogisch:

$(f, M, mg, K, N) S^2 + 2AS + Aq.$

Hieraus folgt, daß der Gigantolith, mit den Talkarten, dem Glimmer und dem Fahlunit zu der Gruppe von Mineralien gehört, die aus Silicaten von Alkali und Talkerde, nebst Silicaten von Thonerde, mit Talkerde, oft zu mehr oder weniger großem Theil gegen Eisenoxydul und Manganoxydul ungetauscht, bestehen. Bezeichnet man mit R das Alkali, die Talkerde und die damit isomorphen Bestandtheile, so würde die Grundformel des Gigantoliths, chemisch ausgedrückt:



# V. *Resultate der Untersuchung des auf der Reise der Bonite mit dem Biot'schen Apparat geschöpften Meerwassers.*

Zur Aufbewahrung des mit dem Biot'schen Apparat (S. Annal. Bd. XXXVII S. 461) an fünf, weiterhin genannten Orten heraufgezogenen Wassers hatten Flaschen mit eingeriebenem Stöpsel gedient, die indess um ein Drittel größer als der Recipient dieses Apparats, und daher nur zu zwei Dritteln vom Wasser erfüllt waren. Mit dem an denselben Orten an der Oberfläche geschöpften Wasser waren dagegen ähnliche Flaschen ganz gefüllt worden. Die letzteren Wasserproben waren ganz klar; die aus der Tiefe dagegen hielten mehr oder weniger beträchtliche Mengen von weißlichen Flocken in Schwebung. Alle Versuche mit diesen Proben wurden im Collège de France unter Aufsicht des Hrn. Fremy

gemacht. Die Dichtigkeit wurde dadurch bestimmt, daß man eine Stöpselflasche bei Temperaturen von 7,5 bis 10° C. folgwiese mit destillirtem und mit Meer-Wasser füllte und wägte. Die Bestimmung der im Wasser gelösten Gasmenge geschah, indem man einen ganz mit dem Wasser gefüllten Ballon von bekannter Capacität bis zum Sieden erhitzte und das entweichende Gas über Quecksilber auffing. Die Kohlensäure wurde mittelst Kali, der Sauerstoff mittelst Phosphor bestimmt. Endlich wandte man zur Bestimmung der Salze das von Gay-Lussac in den *Ann. de chim. et de phys. T. IV* beschriebene Verfahren an, d. h. man dampfte eine gewogene Menge des Meerwassers in einen gewogenen und, damit nichts verspritze, um 45° geneigten Kolben zur Trockne ab, und erhitzte den Rückstand bis zum dunkeln Rothglühen. Das Gewicht dieses Rückstandes war die Salzmenge weniger die aus der Zersetzung des Chlormagniums entsprungene Chlorwasserstoffsäure; um diese zu ermitteln, bestimmte man die Magnesia in dem Rückstand und ersetzte deren Sauerstoff durch das Aequivalent an Chlor. So wurden folgende Resultate erhalten:

Zeit und Ort.	Tiefe. Faden ( <i>Brasses</i> )	Dichte bei 8 bis 10°.	Salz in 100 Wasser.	Gas in 100 Vol. Wass. *)	Zusammensetzung des Gases in 100.		
					Sauerstoff.	Stickstoff.	Kohlensäure.
1836 Aug. 30 Südsee	0	1,02594	3,429	2,09	6,16	83,33	10,51 **)
11° 8' N. 108° 50' W. }	70	1,02702	3,528	2,23	10,09	71,05	18,06
1837 März 19 Golf von Bengal. }	0	1,02545	3,218	1,98	5,53	80,50	13,97
11° 43' N. 87° 18' O. }	200	1,02663	3,491	3,04	3,29	38,56	58,15
1837 Mai 10 Golf v. Bengal. }	0	1,02611	3,378	1,91	6,24	80,34	13,32
18° 0' N. 85° 32' O. }	300	1,02586	3,484	2,43	5,12	64,15	30,13
1837 Juli 31 Ind. Ocean }	0	1,02577	3,669	1,85	9,84	77,70	12,46
24° 5' S. 52° 0' O. }	450	1,02739	3,518	2,75	9,85	55,23	34,92
1837 Aug. 24 Atlant. Ocean }	***)						
30° 40' S. 11° 47' O. }	400	1,02708	3,575	2,04	4,17	67,01	28,82

\*) Die Gase sind als unter 760mm und bei 0° C. vorhanden berechnet.

\*\*) Diese Kohlensäure-Menge ist unsicher.

\*\*\*) Das an diesem Ort an der Oberfläche geschöpfte Wasser ging verloren.

Aus diesen Resultaten erhellt, dass die *Dichte* des Meerwassers im Allgemeinen in der Tiefe gröfser ist als an der Oberfläche; nur das dritte Beobachtungspaar macht hievon eine Ausnahme.

Auch der Salzgehalt ist im Allgemeinen unten gröfser als oben. Nur ein Fall macht hievon eine Ausnahme; allein derlei Ausnahmen erklären sich durch den Unterschied der Temperatur an der Oberfläche und in der Tiefe.

Der *Luftgehalt* nimmt ebenfalls mit der Tiefe zu, und dasselbe gilt vom *Kohlensäuregehalt* dieser Luft. Es fragt sich nun, ob diese Kohlensäure fertig gebildet im Wasser vorhanden war, oder, ob sie von der Zersetzung durchsichtiger Thierchen oder der erwähnten flockigen Substanz herrührte, und sich also auf Kosten des Sauerstoffs der im Wasser enthaltenen Luft erst bildete. Im letzteren Falle würde die Luft aus der Tiefe bedeutend mehr Sauerstoff enthalten haben, als die von der Oberfläche <sup>1)</sup>. (Auszug aus den *Compt. rend. T. VI p. 616.*)

## VI. Ueber Käsestoff im Blute.

**D**r. J. Franz Simon hat im Blute von Menschen und Thieren bedeutende Mengen Käsestoff gefunden. Die Blutkugélchen bestehen nur aus Käsestoff und Blutroth. Einen weiteren Bericht darüber, und eine Methode, leicht und mit analytischer Genauigkeit das Blut zu zerlegen wird ein nächstes Heft enthalten.

- 1) Bei den grossen Schwankungen in den Resultaten der Gasanalysen kann man sich übrigens unmöglich einiger Zweifel an deren vollen Richtigkeit erwehren. P.



r  
I

d  
ie  
h.  
ht  
en

sen  
len

